



TITLE:

個別要素法を用いた地質構造モデリング手法の付加体への適用(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

宮川, 歩夢

CITATION:

宮川, 歩夢. 個別要素法を用いた地質構造モデリング手法の付加体への適用. 京都大学, 2011, 博士(工学)

ISSUE DATE:

2011-03-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k16054>

RIGHT:

許諾条件により要旨・本文は2012-04-01に公開

個別要素法を用いた地質構造モデリング手法の
付加体への適用

2011

宮川歩夢

論文要旨

付加体と呼ばれる地質体はプレート沈み込み帯に沿って分布し、西南日本の南海トラフや、インドネシアのスマトラ、ジャワ、アラスカ、アリューシャン、チリなどに分布する。日本列島の場合、現在地表に露出する岩石の中で、付加体構成物が占める割合が約 17%に達している。付加体はプレート境界型の巨大地震との関連が指摘され、広域的なメタンハイドレートの分布域としても注目されている。付加体の地質構造は、そのくさび形の形状と多くの断層の存在によって特徴づけられ、これらは地震発生域としてそしてメタンハイドレート濃集域としての付加体を理解する上で無視することはできない。そこで、本研究では付加体先端域での変形過程の力学モデルの構築と、プレート境界断層におけるせん断応力の時空間変化が付加体形状に与える影響について、個別要素法を用いた地質構造モデリングにより検討する。また、モデリングにより取得される物理量を解析する手法として、自己組織化マップを導入する。

一般に、付加体は海溝側に位置する変形前縁部より海側に新たな衝上断層（フロントスラスト）を形成する。したがって、フロントスラストが付加体と付加以前の未変形堆積層とを力学的に区別すると考えられる。本研究では、個別要素法により付加体の形成過程を再現し、内部の応力状態を計測することによって、付加体先端域の断層形成およびその再活動と、それを駆動する断層周囲の応力との関係を明らかにした。付加体内の応力は断層活動を含む付加体の成長と連動しており、付加体先端では高い応力比環境で断層が形成され、付加体内部においては強度低下した既存断層の再活動によって応力比の上昇が抑制される。すなわち、付加体先端域において、フロントスラストによって、等方的な応力を有する付加体と異方的な応力状態にある堆積層とに区分されている。

付加体の形状をコントロールする要素として付加体底部に位置するプレート境界断層沿いのせん断応力が挙げられる。近年の研究から、このプレート境界断層沿いのせん断応力は一様ではなく、付加体先端域から沈み込み方向に向かって変化していることが指摘されている。そこで本研究では、個別要素法により付加体下のプレート境界断層の摩擦上昇を再現し、摩擦上昇にともなうせん断応力の上昇が付加体の構造に与える影響を検討した。プレート境界断層のせん断応力が沈み込み方向に上昇することで、陸側斜面が急傾斜となる斜面傾斜の急変点と、既存の衝上断層（インシークエンススラスト）を切る序列外スラストが再現された。これを様々な付加体構造と比較した結果、平坦な海洋プレートを有する環境下では、序列外スラストと斜面傾斜の急変点を有する付加体構造はプレート境界断層沿いのせん断応力の上昇によってのみ形成されることが明らかになった。このことは、室戸沖付加体、スندا付加体、バルバドス付加体下でもプレートの沈み込みにともなってせん断応力が上昇していることを示唆する。

数値シミュレーションによる地質構造モデリングによって、変形構造に幾何情報以外にも様々な物理量を取得することが可能である。このような物理情報は今後も地質構造モデリングを行う上で重要な情報となると期待される。そこで本研究では自己組織化マップと k-means 法を組み合わせた分類手法を、個別要素法による地質構造モデリングから取得された物理量へ適用し、さらにその解釈を加えた。まず、個別要素法により再現された序列外スラストを含む地質構造モデルから取得された物理量（応力、ひずみ速度、間隙率）に対して自己組織化マップと k-means 法を組み合わせた分類手法を適用した結果、分類された各クラスが独自の物理量パターンをもつことから、地質構造モデルにおける

物理量を分類できることが示された。また、分類されたクラスをそれぞれ地質構造に対応させることで、地質構造における物理量パターンを読み取ることができた。次に、内部に異なる特徴的な地質構造を有する3種類の付加体モデル（摩擦一定モデル、摩擦増加モデル、層間弱面モデル）を対象に同時に自己組織化マップ解析を行った。その結果、異なるモデルでそれぞれ活動的な領域を分類することができた。このことから、複数のモデルから得られた物理量に対して同時に自己組織化マップ解析を行うことで、事前に評価基準を設ける事無く、異なるモデル間で同一基準の物理量分類を行うことができた。

本研究により明らかになった断層形成とその活動過程は、付加体内において観測される浅部低周波地震や、メタンハイドレートの安定領域の変化にともなう既存のメタンハイドレートの分解とメタンガスの移動への応用が期待できる。本研究により地質体における断層と応力は不均質にバランスした状態で現在の地質状態を維持していることがわかった。これは付加体に限らず多くの地質体において、断層と応力の不均質さを考慮する必要性を示唆する。本研究で扱ったモデル内の応力計測や、実験材料の動的な物性変化はいずれも、アナログモデル実験では実行困難な設定であり、本研究は数値シミュレーションによるアナログモデル実験の拡張と位置づけることができる。自己組織化マップとk-means法を組み合わせた分類手法には、理論上あらゆる物理量が入力可能で、入力数も無制限であることから、今後様々な物理量へ同様の分類手法の適用が可能であり、異なる物理量の解析結果からは、さらなる知見が得られると期待できる。

目次

第1章 緒言

1.1 本研究の背景.....	1
1.2 本研究の目的.....	2
1.3 本論文の構成.....	3

第2章 地質概要と地質構造モデリング

2.1 付加体の概要.....	5
2.1.1 付加体の分布と内部構造.....	5
2.1.2 地震発生帯としての付加体と地質構造.....	10
2.1.3 メタンハイドレート濃集域としての付加体と地質構造.....	12
2.1.4 臨界尖形モデル.....	13
2.2 地質構造モデリング.....	16
2.2.1 地質構造モデリングの概要.....	16
2.2.2 アナログモデル実験の基礎理論.....	17
2.2.3 アナログモデル実験による地質構造の再現.....	19
2.2.4 モデル実験結果の解析.....	21
2.2.5 アナログモデル実験の課題.....	23
2.2.6 数値シミュレーションの導入.....	24
2.3 個別要素法による地質構造モデリング.....	25
2.3.1 個別要素法の概要.....	25
2.3.2 計算手法.....	25
粒子に作用する力.....	26
運動方程式に基づく粒子の運動.....	28
2.3.3 個別要素法による構造内部の力学的量の算出法.....	29
2.4 付加体研究とアナログモデル実験・数値シミュレーション.....	35

第3章 付加体における断層形成と応力分布の動的変化

3.1 付加体成長と断層形成.....	37
3.1.1 付加体成長とフロンタルスラストの形成.....	37
3.1.2 断層形成と応力.....	37
3.2 個別要素法による付加体形成シミュレーション.....	41
3.2.1 粒子パラメータ.....	41

3.2.2	モデルセッティング	41
3.2.3	付加体内応力の計測	42
3.3	シミュレーション結果	43
3.3.1	変形構造	43
3.3.2	付加体内応力分布と時間変化	45
3.3.3	付加体中の計測点の位置と応力の時間変化	47
3.3.4	計測点の移動経路	47
3.4	考察	50
3.4.1	付加体形状と断層活動	50
3.4.2	応力変化にともなう断層の形成と活動停止	51
3.4.3	応力変化にともなう断層の再活動	53
3.4.4	付加体内の応力分布の不均質性と変化	53
3.5	結論	55
第4章 プレート境界断層の摩擦上昇が付加体構造に与える影響		
4.1	付加体構造の不均質性とプレート境界断層の変化	57
4.1.1	付加体構造の不均質性	57
4.1.2	プレート境界断層における物性とせん断応力	57
4.2	個別要素法による付加体のシミュレーション	60
4.2.1	摩擦一定モデル	60
4.2.2	摩擦増加モデル	61
4.3	シミュレーション結果	63
4.3.1	変形様式	63
4.3.2	フロントスラストが形成される時間間隔	67
4.3.3	斜面傾斜	68
4.3.4	付加体の長さ（変形先端部の位置）	69
4.3.5	応力状態	70
4.4	考察	74
4.4.1	プレート境界断層沿いの摩擦上昇によるせん断応力の変化	74
4.4.2	フロントスラストの形成と内部変形	76
4.4.3	その他の要因によって形成される序列外スラストと斜面傾斜の急変との比較	79
4.4.4	シミュレーション結果と天然の付加体との比較	82
4.5	結論	83

第5章 自己組織化マップを用いた地質構造モデル内の物理量解析	
5.1 地質構造モデリングにおける多変量解析の重要性.....	85
5.2 自己組織化マップを用いた分類.....	86
5.2.1 自己組織化マップの概要	86
5.2.2 自己組織化マップによる地質モデル物理量の分類	87
5.3 自己組織化マップによる複合物理量と地質構造の関連性評価（摩擦増加モデルの例）	89
5.3.1 入力モデルと物理量分布	89
5.3.2 自己組織化マップによる物理量分類の結果	91
5.3.3 分類クラスの有する物理量.....	93
5.3.4 分類クラスと地質構造の対応	94
5.4 地質構造の異なるモデル間での物理量の相関性評価	95
5.4.1 入力モデル	95
5.4.2 入力モデルにおける物理量分布	97
5.4.3 自己組織化マップによる物理量分類の結果	102
5.4.4 分類クラスの有する物理量.....	104
5.4.5 分類クラスと地質構造の対応	105
5.5 結論	107
第6章 結言	
6.1 本研究の総括	109
6.1.1 付加体先端域の断層活動と再活動.....	109
6.1.2 プレート境界断層沿いのせん断応力の上昇と付加体変形.....	109
6.1.3 地質構造モデリングにおける物理情報処理への自己組織化マップの適用	109
6.2 今後の課題と展望.....	110
6.2.1 本研究成果の付加体研究への展開.....	110
6.2.2 数値シミュレーションによる地質構造モデリングの拡張.....	111
6.2.3 自己組織化マップによる分類の展開	111
参考文献	113

図目次

図 2.1	付加体の分布するプレート境界.	5
図 2.2	チリ型, マリアナ型のプレート沈み込みモデル (Uyeda and Kanamori 1979)	6
図 2.3	プレート沈み込み域における付加体形成モデル (A) と 造構性侵食モデル (B) (Clift and Vannucchi, 2004)	6
図 2.4	室戸沖付加体における, 付加体の地質構造と 構造的特徴に基づいたセグメント (Moore et al., 2001)	8
図 2.5	付加体形成の概念図	8
図 2.6	付加体における剥ぎとり付加 (a) と底付け付加 (b) (Behrmann et al., 1988)	9
図 2.7	序列外スラスト (Out-of-sequence thrust: OOST) (Morley, 1988)	9
図 2.8	付加体におけるプレート境界断層 (デコルマ) の概念図 (Moore, 1989)	9
図 2.9	1944 年東南海地震と 1946 年南海地震における地震滑り量の分布 (Sagiya and Thatcher 1999) ...	11
図 2.10	付加体における浅部低周波地震の震源分布とモーメントテンソル解 (a) トラフ軸からの距離と, 断層面の傾斜 (b) VLF の震源と考えられる序列外スラスト (OST) (c) (Ito et al., 2006a)	11
図 2.11	様々な地質環境における BSR の存在および不在を示す模式図 (Ashi et al., 2002)	12
図 2.12	臨界尖形モデルにおける座標系と応力場.....	13
図 2.13	上部地殻 (右) と乾燥砂 (左) の強度プロファイル (McClay, 1990)	18
図 2.14	圧縮応力場を再現した地質構造モデル (Yamada et al., 2006)	20
図 2.15	引張応力場を再現した地質構造モデル (Yamada et al., 1999)	20
図 2.16	横ずれ応力場を再現した地質構造モデル (Dooley and McClay, 1997; McClay and Bonora, 2001) .	20
図 2.17	表層侵食過程をモデル化したアナログモデル実験において レーザースキャンによって取得された表層デジタル標高モデル (Crave et al., 2000)	21
図 2.18	光学計測によって取得されたアナログモデル実験における表層変動 (山下, 2010)	22
図 2.19	X 線 CT によって視覚化されたアナログモデル実験における内部構造 (Mugnier et al., 1997)	22
図 2.20	Particle image velocimetry (PIV) によって得られる アナログモデル実験における変形情報 (Adam et al., 2005)	23
図 2.21	同様の設定で行われた種々の数値シミュレーション (左列) と アナログモデル実験 (右列) の結果 (Buiter et al., 2006)	24
図 2.22	粒子の接触量.....	26
図 2.23	個別要素法における間隙率計算の概念図.....	30
図 2.24	物性変化を再現するための実験装置 (Mourgues and Cobbold, 2006)	36
図 3.1	クーロン破壊の模式図.....	37
図 3.2	三軸圧縮試験における破断面の形成とクーロンの破壊基準の概念図	39
図 3.3	摩擦係数を 0.4 としたときのクーロン破壊基準の模式図.....	40

図 3.4 シミュレーションセッティング	42
図 3.5 粒径分布	42
図 3.6 シミュレーション結果	44
図 3.7 18000m 短縮時のシミュレーション結果	45
図 3.8 付加体内での応力状態	46
図 3.9 変形構造の形成と 3 つのマーカー (A,B,C) の位置	48
図 3.10 3 点のマーカーにおける応力変化	48
図 3.11 マーカー A の移動壁に対する相対座標	49
図 3.12 アナログモデル実験によって再現された付加体 (Yamada et al., 2006)	50
図 3.13 付加体前縁部の反射法地震波断面 (Moore et al., 2001)	50
図 3.14 #3 断層活動停止までのマーカー A における応力状態と 摩擦係数 0.4 としたときのクーロンの破壊基準線	52
図 3.15 #3 断層活動停止後のマーカー A における応力状態と 摩擦係数 0.4 としたときのクーロンの破壊基準線	52
図 3.16 付加体中の応力状態の模式図	54
図 3.17 断層活動と停止サイクル	54
図 4.1 室戸半島沖における南海トラフ付加体の地震波探査断面 (A) デコルマにおける反射波の振幅分布 (B) 底付け (underplating) がおきている領域のデコルマの拡大図 (C) Site808 における間隙率の分布 (D) (Bangs et al., 2004)	58
図 4.2 温度の関数としてのスメクタイト族のイライト/クロライド化 (a) 沈み込み体の温度構造と地震発生帯 (b) (共に Hyndman et al., 1997)	59
図 4.3 モデルセッティング	60
図 4.4 摩擦増加モデルにおける、粒子 C 層の摩擦上昇の模式図	62
図 4.5 モデル内での粒子 C 群の摩擦上昇の様子	62
図 4.6 摩擦一定モデルのシミュレーション結果 (左) と構造模式図 (右)	64
図 4.7 摩擦増加モデルのシミュレーション結果 (左) と構造模式図 (右)	65
図 4.8 22500m 短縮時の摩擦増加モデルの詳細な構造模式図	66
図 4.9 摩擦一定モデルにおけるフロンタルスラストの形成時間間隔 (a) 摩擦増加モデルにおけるフロンタルスラストの形成時間間隔 (b)	67
図 4.10 摩擦一定モデル (破線, 十字) と摩擦増加モデル (実線, 黒丸) の斜面傾斜の変動履歴	68
図 4.11 摩擦一定モデル (破線, 十字) と摩擦増加モデル (実線, 黒丸) の付加体長の変動履歴	69
図 4.12 摩擦一定モデル (短縮量 22500m) における水平応力 (A) 摩擦増加モデル (短縮量 22500m) における水平応力 (B) 摩擦一定モデルと摩擦増加モデルにおけるそれぞれの平均水平応力 (C)	71
図 4.13 摩擦一定モデル (短縮量 22500m) における鉛直応力 (A) 摩擦増加モデル (短縮量 22500m) における鉛直応力 (B)	

摩擦一定モデルと摩擦増加モデルにおけるそれぞれの平均鉛直応力 (C)	72
図 4.14 摩擦一定モデル (短縮量 22500m) におけるせん断応力 (A)	
摩擦増加モデル (短縮量 22500m) におけるせん断応力 (B)	
摩擦一定モデルと摩擦増加モデルにおけるそれぞれの平均せん断応力 (C)	73
図 4.15 モデル底部 (底部からの高さ 90m) における平均鉛直応力と	
平均せん断応力から求められる見かけの摩擦係数.....	75
図 4.16 モデル底部 (底部からの高さ 90m) における平均鉛直応力と	
平均せん断応力から求められる間隙水圧変化率.....	76
図 4.17 序列外スラスト (OOST) と陸側が急傾斜になる斜面傾斜の急変点を有する付加体の模式図	78
図 4.18 異なる条件を考慮した付加体の模式図	81
図 4.19 プレート境界断層沿いにせん断応力が上昇するときの付加体構造の模式図	84
図 5.1 Kohonen self-organizing map (SOM) の計算プロセス	86
図 5.2 K-means 法の計算プロセス	88
図 5.3 摩擦増加モデルにおける 22,500 m 短縮時の地質構造と物理量.....	90
図 5.4 SOM マップ上での各物理量の分布とクラス分けされたマップ	91
図 5.5 20 種類の初期値パターンに対する DB-index の値 (a-t)	92
図 5.6 摩擦上昇モデル内部のクラス分けの結果 (7 つのクラスの分布)	92
図 5.7 層間弱面モデルの初期セッティング	96
図 5.8 22500 m 短縮後の層間弱面モデルの地質構造.....	96
図 5.9 アナログモデル実験において再現された層間弱面モデル	96
図 5.10 摩擦一定モデルにおける 21,600 m 短縮時の地質構造と物理量.....	99
図 5.11 摩擦増加モデルにおける 21,600 m 短縮時の地質構造と物理量.....	100
図 5.12 層間弱面モデルにおける 21,600 m 短縮時の地質構造と物理量.....	101
図 5.13 SOM マップ上での各物理量の分布とクラス分けされたマップ	102
図 5.14 20 種類の初期値パターンに対する DB-index の値 (a-t)	103
図 5.15 摩擦一定モデル, 摩擦上昇モデル, 層間弱面モデルにおける	
内部のクラス分けの結果 (7 つのクラスの分布)	103

表目次

表 3.1	粒子パラメータ	41
表 3.2	シミュレーション結果とアナログモデル実験の比較	46
表 4.1	粒子パラメータ	60
表 5.1	各クラスの有する入力物理量の大きさ	93
表 5.2	3 種類の付加体モデル	95
表 5.3	各クラスの有する入力物理量の大きさ	104

1 緒論

1.1 本研究の背景

地球上には地球一周とほぼ同じ総延長約 4 万 km に及ぶ海溝があり (木村 and 木下 2009), それに沿って海洋プレートの沈み込みがみられる. 海洋プレートの沈み込みに伴って, 海洋プレート上の堆積物が断層や褶曲を形成しながら変形し, 剥ぎ取られた結果, 付加体と呼ばれる地質体が形成されている (平, 2004). 付加体はプレートの沈み込み帯に沿って, 西南日本の南海トラフや, インドネシアのスマトラ, ジャワ, アラスカ, アリューシャン, チリなどに分布している (Clift and Vannucchi, 2004). 日本列島の場合, 現在地表に露出する岩石の中で, 付加体構成物が占める割合が約 17%に達している (村田 and 鹿野, 1995) ほか, 付加体は西南日本地質の骨格を形成している. 付加体はプレート境界型の巨大地震との関連が指摘され (Uyeda and Kanamori, 1979), 近年では広域的なメタンハイドレートの分布域として注目される地質体である (佐藤ほか, 1996).

付加体の卓越するプレート沈み込み帯において, M8 クラスの巨大プレート境界地震が発生することが知られている (Thatcher, 1990). 日本近海でも付加体が発達する南海トラフにおいて巨大地震が度々発生しており (石橋 and 佐竹, 1998), 近年では 1944 年東南海地震と 1946 年南海地震が付加体の分布域を震源とするプレート境界型の地震だと考えられている (Sagiya and Thatcher, 1999). そのような巨大地震の発生メカニズムの解明は, 減災や地震予測のために急務の課題の一つである. そのため, 現在は地震発生帯としての付加体を理解する為に, 統合国際深海掘削計画 (IODP) による掘削を中心に, 広域的なモニタリングも含めたプロジェクトが進行中である (Kinoshita et al., 2007, Tobin et al., 2009).

一方, エネルギー資源として期待されるメタンハイドレートは, 一般に極圏の永久凍土層や深海底下に分布するが, 日本周辺では南海トラフ付加体で大規模なメタンハイドレート濃集域が形成されている (佐藤ほか, 1996). 近年の社会活動にともなう炭化水素資源の消費量は増加の一途を辿り, 最近では石油価格がめまぐるしく変動していることから (小林, 2010), 安定供給可能な炭化水素資源の開発が求められている. そこで, 現在次世代型の炭化水素資源としてメタンハイドレートが注目されており, 日本においても平成 13 年度に経済産業省による「我が国におけるメタンハイドレート開発計画 (通称: MH21)」に基づく, 官民学共同体の「メタンハイドレート資源開発研究コンソーシアム」によって研究開発が進められている (メタンハイドレート資源開発研究コンソーシアム, 2008). 南海トラフ付加体では, MH21 以前の平成 11 年度に基礎試錐「南海トラフ」(石油公団, 2000), MH21 以降に南海トラフにおける地震波探査, 基礎試錐の掘削が行われている (メタンハイドレート資源開発研究コンソーシアム, 2008).

付加体の地質構造は, そのくさび形の形状と多くの断層の存在によって特徴づけられ, これらは地震発生域としての付加体を理解する上でも, メタンハイドレート濃集域としての付加体を理解する上でも無視することはできない. 付加体を震源域とするプレート境界型の地震において, 付加体底部に存在する大陸プレートと海洋プレートの境界断層 (プレート境界断層) が果たす役割については以前から議論がされている (Cloos and Shreve, 1996 ; Ruff, 1989). 一方, 近年ではプレート境界型地震に

関連する、津波発生や地震準備過程について、プレート境界断層よりも浅い付加体中に存在する断層の働きが注目されている (Moore et al., 2007; Ito et al., 2006a). また、メタンハイドレートが大規模な濃集域を形成するうえで、付加体中の断層や地質構造が果たす役割が指摘されている (Ashi et al., 2002). 活動的な断層は周囲の未破壊の岩石に比べ透水性が高く、メタンハイドレートを形成するメタンガスの移動経路として働き (Baba and Yamada, 2004), 地層中の高間隙率な砂岩層はメタンガスの移動経路とメタンハイドレートを胚胎するリザーバーとして働く (斎藤ほか, 2010). また、近年では断層活動や侵食などの地表変動により、メタンハイドレートの大規模な崩壊が引き起こされた可能性が指摘されている (Bangs et al., 2010). すなわち、付加体を研究する上でこのような断層や地質構造の形成過程とその活動性の理解は重要な課題である.

断層や変形構造を含む付加体地質を直接研究する手法として、主に海洋付加体の調査と陸上付加体の調査が行われてきた. 海洋付加体の調査、すなわち海底の微細地形、反射法地震探査による地質断面、深海掘削、潜水艇を用いた海底露頭観察などは、現在形成されつつある付加体を理解する上で重要な役割を果たしてきた. しかし、海洋地質学的データには次のような限界がある. 反射法地震探査では精度良く解析出来る分解能には限界があり、高分解な掘削情報は数 cm の幅をもつ 1 次元的なデータに限られ、潜水艇による調査にも技術的な制約がともなう. 一方、陸上にはかつて活動的な付加体を構成し、その後上昇し、削剥された付加体が露出している. その削剥レベルの違いに応じて、様々な深度で様々な過程を経て形成された構造が観察できる (狩野 and 村田, 1998). しかし、陸上付加体の調査は長期的な変遷の結果に関する研究が主になり、それらを付加体形成初期まで遡って理解する困難さをとともなう. また、多くの陸上付加体はすでに付加体としての活動を終えたものであり、付加体形成過程を動的に観察する目的には不向きである.

上記の直接的な付加体研究の困難さを克服するうえで、モデル実験が大きな成果を上げてきた. アナログモデル実験は相似律理論 (Hubbert et al., 1937; 1951) に基づき、乾燥砂や粘土などのアナログ材料を用いて地質構造の形成過程を実験室スケールで再現する研究手法である. 付加体のように時間的・空間的に地質構造がバリエーションをもつ地質帯において、アナログモデル実験はその時間変化・空間変化を再現するのみならず、それらの成因や構成要素を明らかにすることが可能である. アナログモデル実験により、地質構造の幾何学—運動学—力学の関連性をモデル化することで、付加体内の断層の形成メカニズムや、その活動性を議論することができる. また、地質構造の発達過程を再現するモデリングから取得される物理量は、その地質体を論じる上で重要な情報になりうる.

1.2 本研究の目的

付加体は一般に、海洋プレート上の堆積層に断層（フロントスラスト）を形成することで前方へ成長し、先端の海溝から陸側に向かって変形が増していく. すなわち、付加体先端域は付加体形成の場であるとともに、最もシンプルな付加体形状を示している. このことから、付加体先端域の地質構造発達過程は、付加体における地質構造や断層形成について議論する上での基礎的な知見を与える. 一方、付加体の形状は付加体下のプレート境界断層のせん断応力によって大きく変化する (Davis et al., 1983). 近年の研究から、プレート境界断層沿いのせん断応力を支配する要因である、断層沿いの間隙水圧や断層における摩擦特性が、プレート境界断層沿いに一様ではなく、付加体先端域から沈み込み

方向に向かって変化していることが指摘されており (Hyndman and Wang, 1993; Bangs et al., 2004), その変化が上部の付加体構造に与える影響について検討される必要がある。そこで, 本研究では付加体先端域での変形過程の力学モデルの構築と, プレート境界断層における摩擦係数の時空間変化が付加体形状に与える影響について検討する。

これまで, 付加体の地質構造に関して, 多くのアナログモデル実験が行われてきた。しかし, 変形過程の力学モデルの構築や物理特性の時空間的变化の再現は, 力学量を計測する手段が無いことや実験材料の制約から, アナログモデル実験においては困難な設定である。そこで, 本研究では数値シミュレーションによる地質構造モデリングを行い, 上記の力学モデルの構築や物理特性の時空間的变化の再現を行う。数値シミュレーションの手法としては有限要素法や有限差分法など様々な手法が考案されているが, 本研究で対象とする現象は主に断層の形成やその活動性であることから, 離散体シミュレーション手法である個別要素法による数値シミュレーションを行う。

また, 数値シミュレーションによる地質構造モデリングは, 従来のアナログモデル実験に比べ容易に, 多くの物理情報を取得することができる。今後の数値シミュレーションによる地質構造モデリングの発展を考える上で, これらの物理情報の有効的な活用法が課題となる。そこで, 本研究では上記の付加体構造の地質構造モデリング時に取得された物理情報をもとに, 数値シミュレーションによる地質構造モデリング情報の多変量解析法の提案を行う。具体的には, 多変量解析法の中でも入力情報の種類や量の自由度が高く, 事前に「正解」を設定する必要の無い自己組織化マップの地質構造モデリング情報への適用性を検証する。

1.3 本論文の構成

第1章

緒言として本研究の背景と目的を述べる。

第2章

本研究で対象とする付加体について概説する。次に, 本研究の基礎となるアナログモデル実験による地質構造モデリングを概説し, アナログモデル実験における現在の技術的課題 (地質体内の力学情報の取得, 実験材料の物性コントロール) について述べる。その技術的課題の解決手段の一つとして数値シミュレーションによる地質構造モデリングについて述べた後, 本研究で地質構造モデリングに用いた個別要素法の概要を述べる。

第3章

付加体発達時の応力情報を取得することで, 断層形成と断層周囲の応力変化の相互関係を明らかにする。まず, 個別要素法を用いた付加体構造のモデリングにより付加体構造を再現する。次に付加体構造の発達過程における地質内部の応力変化を計測して, 地質構造の変形と応力の関係について断層形成とその活動および再活動の観点から述べる。

第4章

付加体下のプレート境界断層沿いの摩擦係数の増加を数値シミュレーションにより再現し, その摩擦係数の増加が付加体構造に与える影響を明らかにする。個別要素法により, プレート境界断層の摩擦係数を一定としたモデルと, 摩擦係数をプレート沈み込み方向に増加させたモデルをそれぞれ作成

し、形成された付加体構造を比較することで、プレート境界断層沿いの摩擦係数の上昇が付加体形状に与える影響を評価する。また、海山の沈み込みなどプレート境界断層沿いの摩擦係数上昇以外の要因による変形構造と比較し、プレート境界断層における摩擦係数の上昇による構造変形特有の地質構造を明らかにする。最後に、シミュレーション結果と自然界の地質構造を比較することで、自然界のプレート境界断層における、物性変化について論じる。

第5章

数値シミュレーションによって再現された地質体における、内部物理情報の多変量解析手法として、自己組織化マップの適用性を検討する。まず、個別要素法によってモデル化された付加体構造より物理情報（間隙率、応力、ひずみ速度）をそれぞれ計算し、得られた物理情報を自己組織化マップを用いて解析する。次に解析結果を地質構造と比較することで、自己組織化マップによる解析手法の地質構造モデルにおける内部物理情報の解析への有効性を議論する。

第6章

本論文の結言とし、本論文で検討してきた項目をまとめ、本研究から明らかになった課題と今後の展望について述べる。

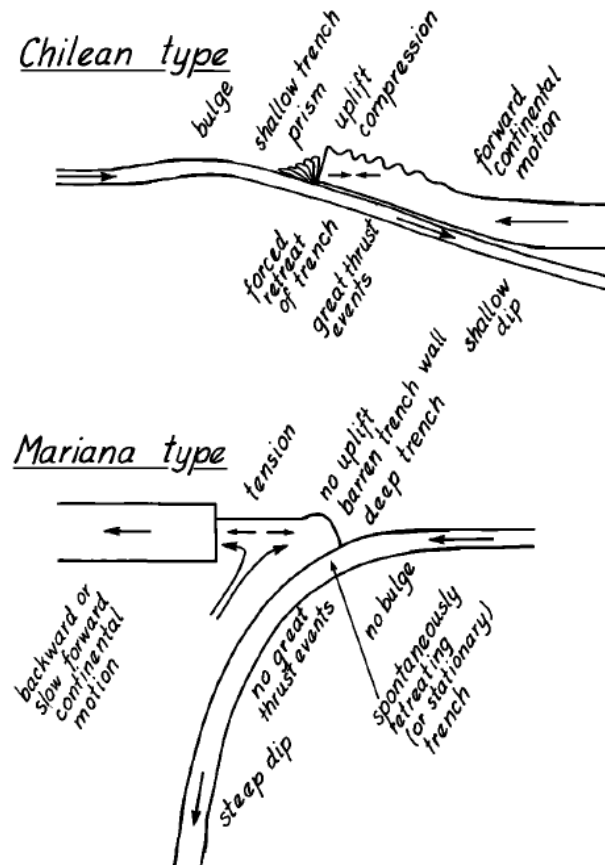


図 2.2 チリ型、アナ型のプレート沈み込みモデル (Uyeda and Kanamori 1979). チリ型の沈み込みモデルにおいて、付加体 (prism) が存在する.

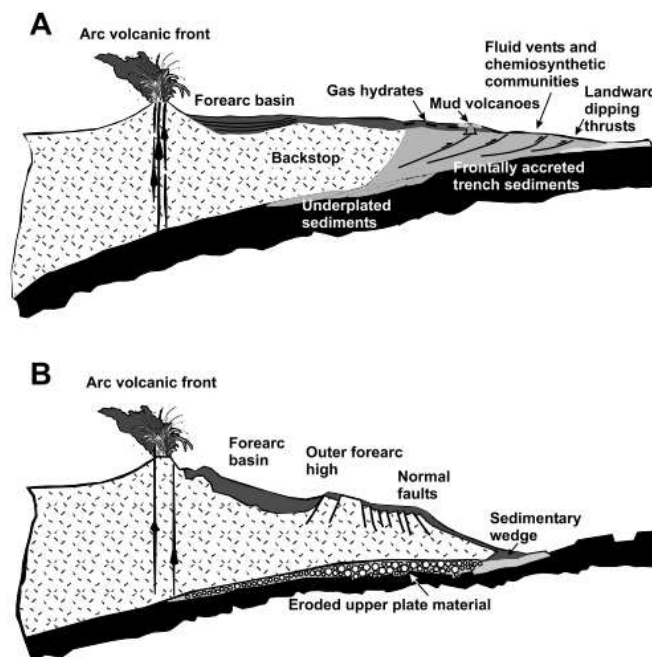


図 2.3 プレート沈み込み域における付加体形成モデル(A)と造構性侵食モデル(B) (Clift and Vannucchi, 2004).

付加体は大局的には陸側に厚く海溝側に薄くなるくさび状を呈し、その内部に多数の陸側傾斜する低角度の逆断層（衝上断層：スラスト：thrust）群が発達している（図 2.4）（狩野 and 村田, 1998）. 付加体に類似した地質構造を呈すスラスト帯では、大陸性プレートの上を覆う浅海性堆積物を主体とした地層が、内陸側に向かって衝上するが、付加体にみられるスラスト群では、沈み込む海洋プレートを覆う遠洋性堆積物および海溝充填堆積物からなる地層が、海側に向かって衝上する（狩野 and 村田, 1998）. このようなスラストによって挟まれた地層はスラストシートと呼ばれ、全体として陸側傾斜の構造を呈す. 付加体全体としてスラストシートは海溝側に次第に若くなるが、スラストシート内部では逆に陸側に向かって若くなる（図 2.5）（小川 and 久保田 2005）.

付加体の形成は、主に 3 つの変形構造によるものと指摘されている（Behrmann et al., 1988）.

A. 剥ぎとり付加（図 2.6 a）（Seely et al., 1974）

プレートの沈み込みに伴って海洋プレート上の堆積物が、ピギーバック型のスラストによってスラストシートを形成し陸側に付着する. このような覆瓦状の構造が順々に海側に進展していく構造. 付加体先端ではこの剥ぎとり付加によって付加体が成長する.

B. 底付け付加（図 2.6 b）（Moore, 1989; Behrmann et al., 1988）

剥ぎとり付加だけでは、実際に観察されているような厚い付加体を形成することができない. そこで、一旦沈み込んだ堆積物が付加体深部でスラストによって切られ、デュープレックス構造と呼ばれる堆積層が積み重なる構造をつくりながら付加体の底部に付着する. このような構造を、付加体底部から新たな堆積物が付け加わることから、底付け付加構造と呼ぶ.

C. 序列外スラスト（図 2.7）（Out-of-sequence thrust : OOST）（Morley 1988）

剥ぎとり付加などによって形成された地質構造を、付加体先端域より陸側で新たに形成された逆断層が切る. 剥ぎとり付加を引き起こすスラストは海側に向かって順に形成されることから in-sequence スラストと呼ばれるのに対して、陸側で新たに形成された断層は順序から外れた断層として序列外スラスト（OOST）と呼ばれる.

これまでの研究で、付加体の下で付加体と海洋プレートを区分する、ほぼ水平な不連続面（デコルマ）が海溝部の堆積層内に存在することが明らかになっている（図 2.8）（Moore, 1989）. そのようなデコルマは高い間隙水圧を有する（Moore, 1989）、あるいは低い摩擦係数を有する粘土が集中しているため（Vrolijk, 1990; Deng and Underwood, 2001）、力学的弱面として作用すると考えられている. デコルマより上部の堆積物は、覆瓦構造を有しスラストがデコルマ面から海底面にかけて発達している. 一方、デコルマより下では、顕著な内部変形は見られない. このようなデコルマを、変形前縁部からさらに海溝側へ延長した面をプロトデコルマと呼ぶ. このプロトデコルマもまた、地震波反射断面において異常高間隙水圧による明確な負極性を持つ反射面として確認されることから（Tsuji et al., 2005）、デコルマとして活動する以前からすでに強度の低い層が形成されていると考えられる.

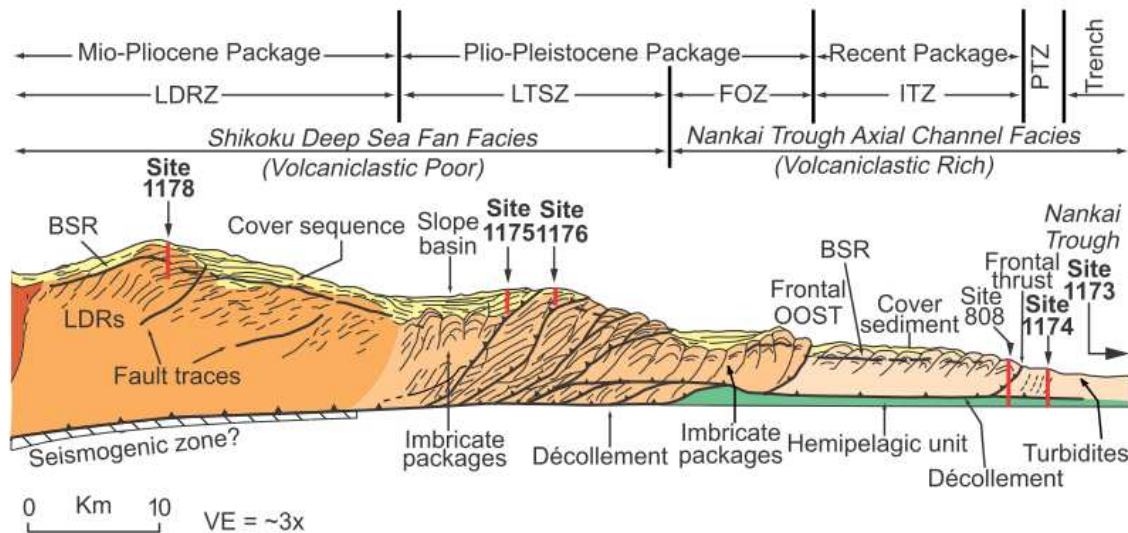


図 2.4 室戸沖付加体における，付加体の地質構造と構造的特徴に基づいたセグメント (Moore et al., 2001). 海溝がわから，プロトスラスト帯 (Proto-thrust zone: PTZ)，前縁スラスト帯 (imbricate thrust zone: ITZ)，第 1 OOST 帯 (frontal out-of-sequence thrust zone)，巨大逆断層帯 (large thrust slice zone)，陸側傾斜反射面帯 (landward-dipping reflector zone).

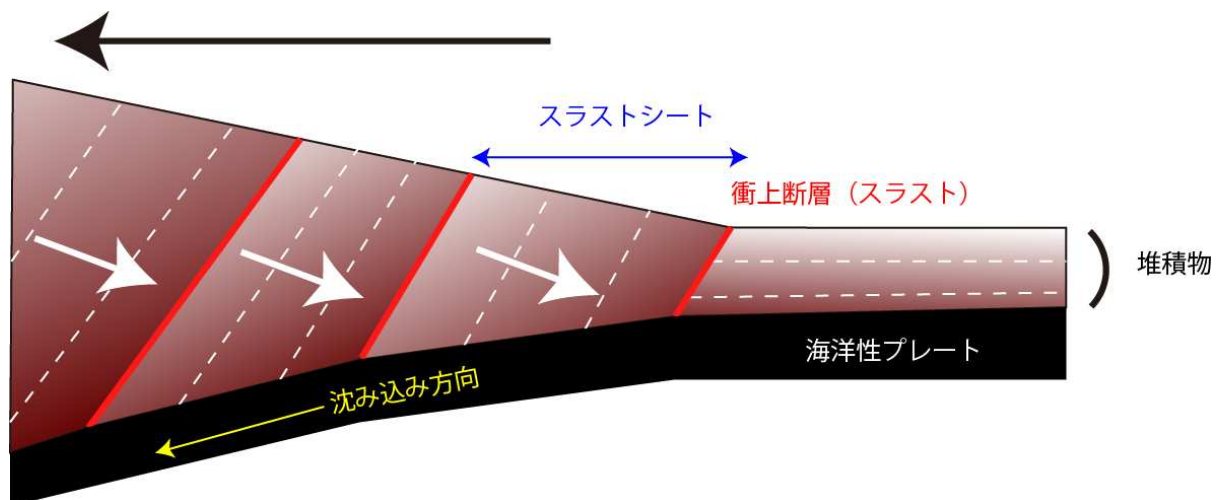


図 2.5 付加体形成の概念図. 図中赤線は付加体中の低角逆断層 (衝上断層: スラスト)，破線は地層境界をそれぞれ示す. 付加体全体として陸側 (左側) に向かって年代が古くなる (黒矢印). スラストシート (青矢印) 内では，海溝側に向かって年代が若くなる.

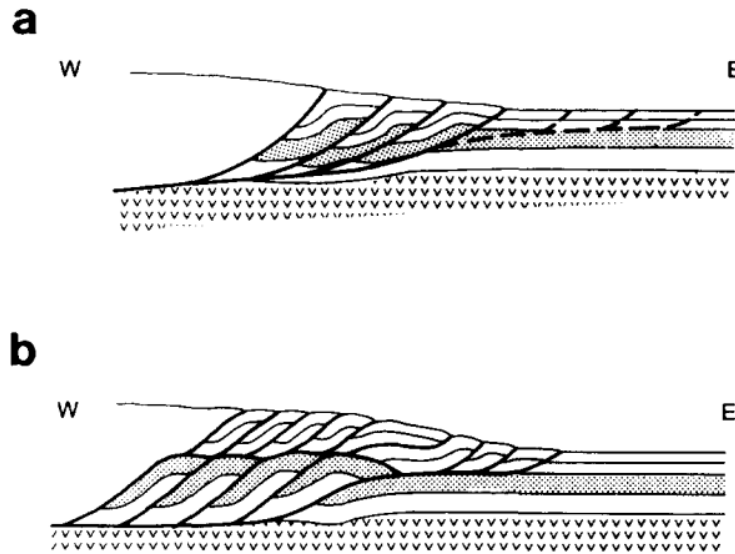


図 2.6 付加体における剥ぎとり付加 (a) と底付け付加 (b) (Behrmann et al., 1988) .

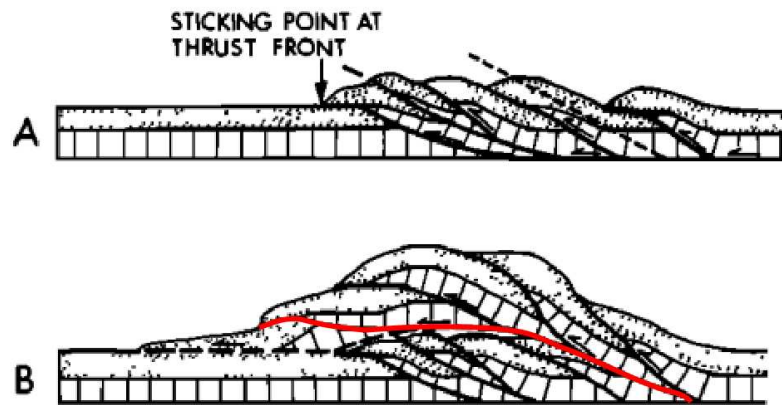


図 2.7 序列外スラスト (Out-of-sequence thrust: OOST) (Morley, 1988) . 前方に形成される衝上断層 (in-sequence thrust) (A) と、それらを新たに切るように形成される序列外スラスト (赤線) (B) .

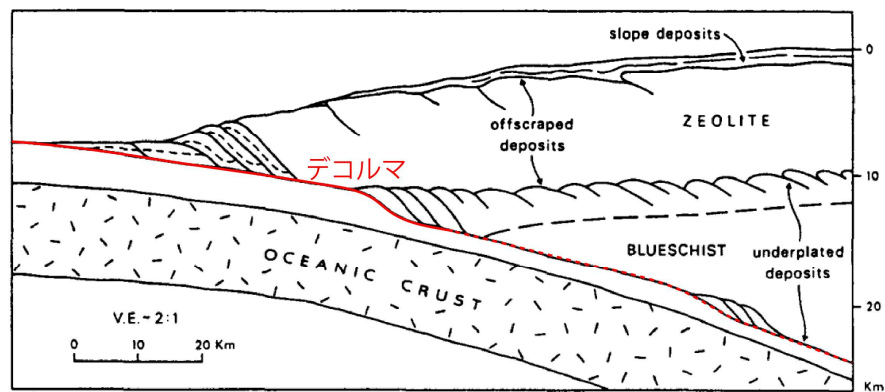


図 2.8 付加体におけるプレート境界断層 (デコルマ) の概念図 (Moore, 1989) .

2.1.2 地震発生帯としての付加体と地質構造

付加体の卓越するプレート沈み込み帯において、M8 クラスの巨大プレート境界地震が発生する。日本近海において、付加体が発達する南海トラフ付加体において巨大地震が度々発生しており、近年では1944年東南海地震と1946年南海地震が、付加体の分布域を震源とするプレート境界型の地震だと考えられている（図2.9）（Sagiya and Thatcher, 1999）。南海トラフ付加体以外にも、アリューシャン（1986）、南部チリ（1960）など付加体の発達するエリアでプレート境界地震が起きている（Thatcher 1990）。

付加体における巨大地震のアスペリティ（地震の核）形成メカニズムには諸説ある。まず、海洋プレート上の沈み込む海山がある種の"引っかかり"となりアスペリティとなると考えられる（Cloos and Shreve, 1996）。あるいは、逆に海洋プレート上の凹凸（ホルストグラベン）が埋められるほどの堆積物により、海洋プレート表面が平坦化し、沈み込んだ際に上盤プレートとの接触面積が広がる。その結果、その面が地震性の滑りを起こすと破壊領域が大きくなり、巨大地震に発展する（Ruff, 1989）。また、沈み込み帯における地震発生領域の大きさを決定する要因として、温度構造と岩石構成の組み合わせが指摘されている（Hyndman and Wang, 1993）。

付加体における地震活動に関してプレート境界断層のみならず、付加体内部の断層についても注目されている。詳細な3次元地震波探査により、1994年の東南海地震時にプレート境界断層のみならず付加体内の分岐断層が活動し、その活動により津波を引き起こしたことが指摘されている（Moore et al., 2007）。また、プレート境界型の地震発生域よりも浅い付加体先端領域において、浅部低周波地震（VLF）と呼ばれる地震が観測されている（図2.10）（Ito et al., 2006a）。付加体内の浅部低周波地震の震源は、プレート境界型地震の震源域より海溝側で、プレート境界より浅い（5km程度）領域に位置する（Ito and Obara, 2006a）。発震メカニズムはプレート境界断層よりも高角な逆断層であり、発生時の応力降下量は小さい（Ito and Obara, 2006b）。このような特徴から、VLFはプレート境界断層ではなく、高い間隙水圧によって強度低下した序列外スラストを震源とする地震であると考えられている（Ito and Obara, 2006a）。しかし、現在の地震計観測網では詳細な震源の位置決定を行うことができず、震源断層の特定およびその活動メカニズムは解明されていない。

現在、地震発生帯としての付加体を理解する為に、統合国際深海掘削計画（IODP）による掘削を中心に広域的なモニタリングも含めたプロジェクトが進行中である（Kinoshita et al., 2007; Miyakawa et al., 2009; Tobin et al., 2009）。この計画の進行により、付加体原位置での応力情報が得られている（Tobin et al., 2009; Lin et al., 2010; Chang et al., in press）。これらの応力情報は、付加体における変形や地震を引き起こす応力の集中過程を明らかにすると期待される。しかし、このように掘削により得られる情報は空間的に限定された情報であるため、今後これらの応力情報を地震発生帯としての付加体全体に拡張するための力学モデルが求められる。

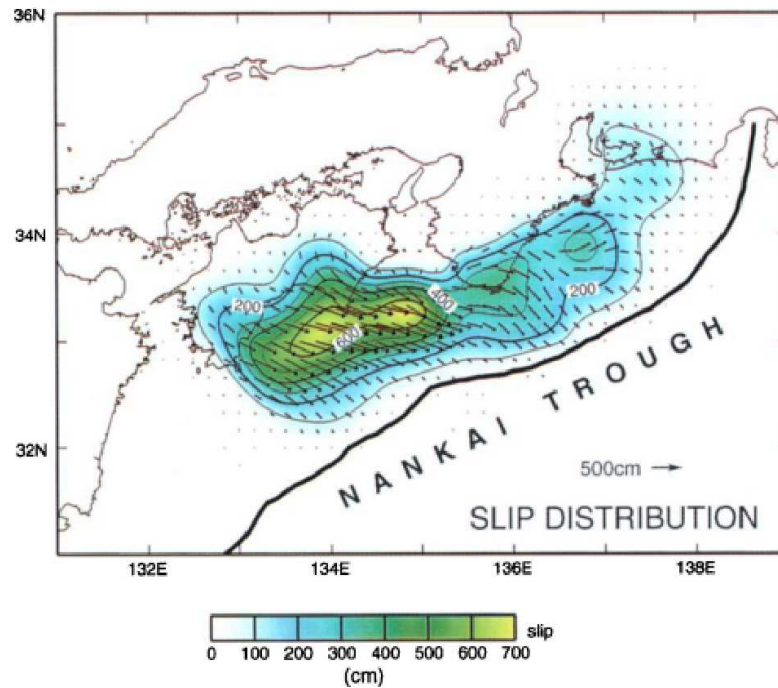


図 2.9 1944 年東南海地震と 1946 年南海地震における地震滑り量の分布 (Sagiya and Thatcher 1999).

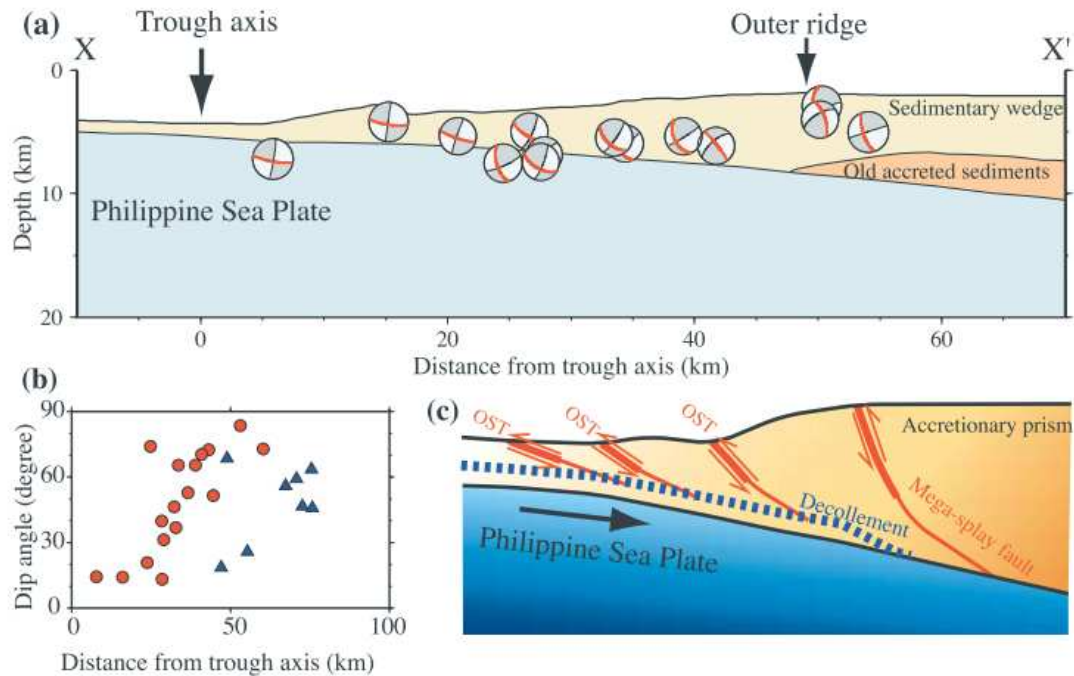


図 2.10 付加体における浅部低周波地震の震源分布とモーメントテンソル解 (a). トラフ軸からの距離と、断層面の傾斜 (b). 赤い円は紀伊半島沖、青い三角は日向灘沖の VLF のイベント. VLF の震源と考えられる序列外ラスト (OST) (c) (Ito et al., 2006a).

2.1.3 メタンハイドレート濃集域としての付加体と地質構造

日本近海には約 7 兆 4 千億立法メートルの天然ガスを含むガスハイドレートが賦存している（佐藤 et al., 1996）。そのうち半分以上に及ぶ 4 兆 3 千億立法メートルもの天然ガスを含むガスハイドレートが南海トラフ付加体に賦存している（佐藤 et al., 1996）。海底下の天然ガスハイドレートは、主に地震波探査記録上の BSR（bottom simulating reflector）と呼ばれる海底擬似反射断面によって存在が推定され、南海トラフでは宮城沖から四国沖を経て東海沖にいたる海域のトラフ陸側斜面でガスハイドレート BSR が報告されている（佐藤 et al., 1996）。基礎試錐「南海トラフ」において世界で初めて海洋において砂質層の孔隙を飽和する孔隙充填型メタンハイドレート層を確認し、BSR 下部の地層は飽和率の低い若干のガスを含有していると推定された（石油公団，平成 12 年）。

付加体中のメタンハイドレートの存在とそれとともなう BSR の分布は、付加体の成長および断層活動と密接な関係にある。付加体表層における堆積や侵食、断層活動や隆起や沈降によってメタンハイドレートの分解・生成が引き起こされる（図 2.11）（Ashi et al., 2002 ; Bangs et al., 2010）。また、ガスハイドレートを形成する為に必要なメタンガスを含む流体は、断層や高間隙率な砂岩層が移動経路として濃集している（Baba et al., 2004）。すなわち、効率的なメタンハイドレート開発を行う上で有望な、高密度メタンハイドレートが分布する地質構造を理解するためには、メタンハイドレートを胚胎する地質構造の発達過程の理解が必要である。

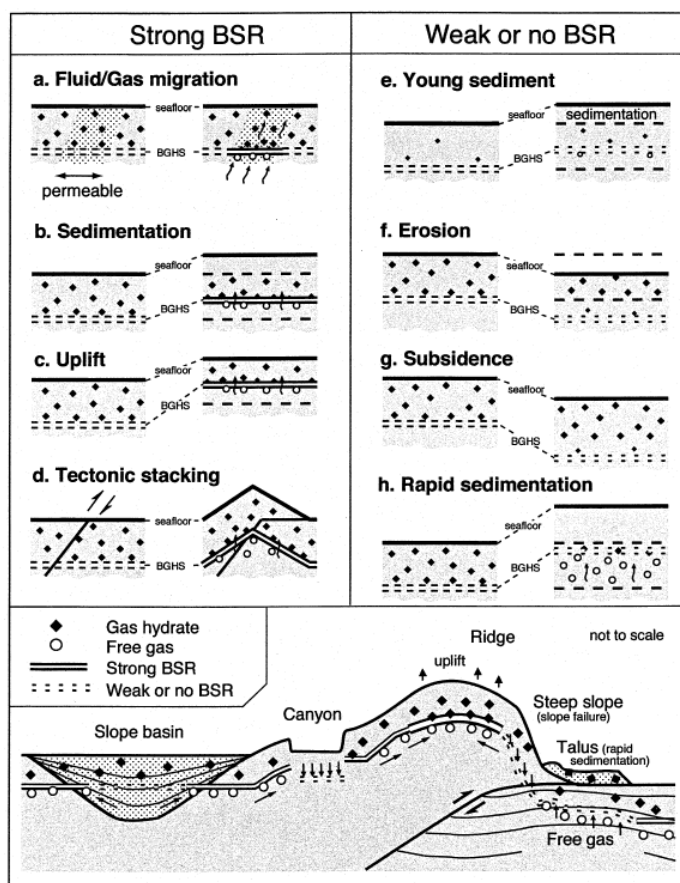


図 2.11 様々な地質環境における BSR の存在および不在を示す模式図（Ashi et al., 2002）。

2.1.4 臨界尖形モデル

付加体を理解するための力学モデルとして、臨界尖形モデルが提案されている (図 2.12) (Davis et al., 1983). 臨界尖形モデルとは、付加体斜面が水平面となす角 (α) とプレート境界断層 (デコルマ) が水平面となす角 (β) の和 ($\alpha+\beta$) が、付加体内部とデコルマの間隙水圧比と摩擦係数、付加体の密度によって決定し、付加体はそれを保つように自己相似的な成長をするというものである (Davis et al., 1983).

付加体の斜面は平坦で、一定の傾斜角 α とする. 付加体の密度と海水の密度は共に一定で、それぞれ ρ , ρ_w とする. 座標系は付加体の斜面に沿って x 軸をとり、上に向かって正とし、それとは直交に深度方向に z 軸の正をとる. ここでは、圧縮応力を負として議論を進める.

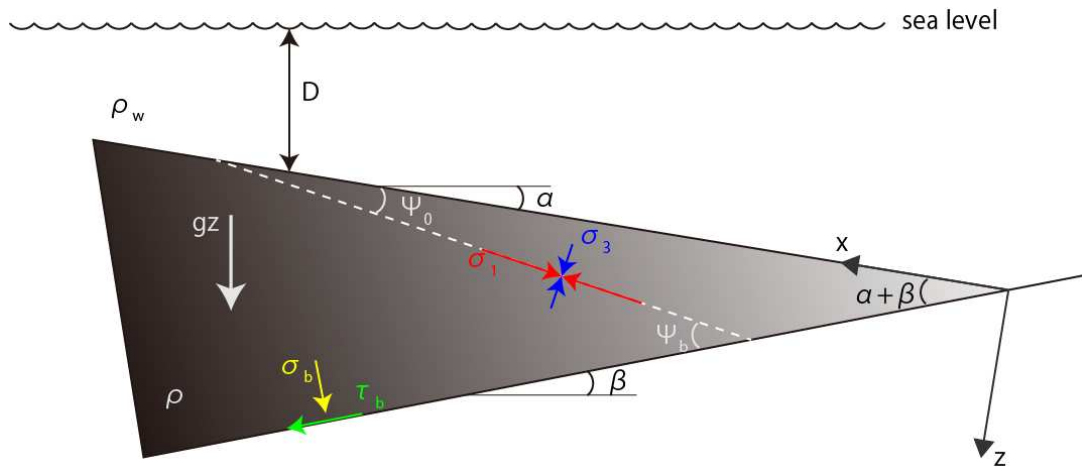


図 2.12 臨界尖形モデルにおける座標系と応力場.

上記の条件下で、静的平衡における力の釣り合い式を立てると x 方向, y 方向それぞれ次のようになる.

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} - \rho g \sin \alpha = 0 \quad (2.1.1)$$

$$\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \rho_z}{\partial z} - \rho g \cos \alpha = 0 \quad (2.1.2)$$

ここで、 g は重力加速度とする. 付加体表面 ($x=0$) における境界条件は次の式で表される.

$$\tau_{xz} = \tau_{zx} = 0 \quad \sigma_z = -\rho_w g D \quad (2.1.3)$$

ここで、 D は水深とし、微小角近似 ($\cos \alpha \approx 1$) を用いた.

最大圧縮主応力 σ_1 , 最小圧縮主応力を σ_3 とし、 σ_1 と x 軸とのなす角度を ψ とおく. ここで付加体の固着強度が無視できるとし、クーロンの破壊基準を満たす状態 (臨界状態) にあるとすると、以下の条件式が適用できる.

$$\frac{1}{2}(\sigma_z - \sigma_x) = \frac{-\bar{\sigma}_z}{\csc \phi \sec 2\psi - 1} \quad (2.1.4)$$

$$\tau_{xz} = \frac{-\tan 2\psi \bar{\sigma}_z}{\csc \phi \sec 2\psi - 1} \quad (2.1.5)$$

ここで, $\mu = \tan \phi$ は付加体の内部摩擦係数 (ϕ は内部摩擦角), $\bar{\sigma}_z$ は有効応力とし次式で表される.

$$\bar{\sigma}_z = \sigma_z + P_f \quad (2.1.6)$$

ここで, P_f は間隙水圧である. 付加体斜面 ($z=0$) において $P_f = \rho_w g D$ なので, 有効応力で表記すると, 境界条件を示す式 (2.1.3) は,

$$\tau_{xz} = \bar{\sigma}_z = 0 \quad (2.1.7)$$

となり, 一般化された間隙水圧比は,

$$\lambda = \frac{P_f - \rho_w g D}{|\sigma_z| - \rho_w g D} \quad (2.1.8)$$

である.

付加体の μ , λ , ρ が一定で, クーロンの破壊基準の固着強度を無視してよい場合は, 付加体内部のどこにおいても $\psi = \psi_0$ となる. したがって, 式 (2.1.1), (2.1.2), (2.1.4), (2.1.5), (2.1.7) は以下の式を満足している.

$$\bar{\sigma}_z = -(1 - \lambda) \rho g z \cos \alpha \quad (2.1.9)$$

$$\tau_{xz} = (\rho - \rho_w) g z \sin \alpha \quad (2.1.10)$$

この式と式 (2.1.5) から, 以下の式が得られる.

$$\frac{\tan 2\psi_0}{\csc \phi \sec 2\psi_0 - 1} = \left(\frac{1 - \rho_w / \rho}{1 - \lambda} \right) \tan \alpha \quad (2.1.11)$$

この式は, α によって主応力の方角 ψ_0 を与える式である. さらに式を書き換えると,

$$\psi_0 = \frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{\sin \alpha'}{\sin \phi} \right) - \frac{1}{2} \alpha' \quad (2.1.12)$$

となる. ここで, α' は修正された傾斜角で, 以下によって定義される.

$$\tan \alpha' = \left(\frac{1 - \rho_w / \rho}{1 - \lambda} \right) \tan \alpha \text{ すなわち, } \alpha' = \arctan \left[\left(\frac{1 - \rho_w / \rho}{1 - \lambda} \right) \tan \alpha \right] \quad (2.1.13)$$

陸上の付加体であれば, $\rho_w = 0$, $\lambda = 0$ なので, 式 (2.1.13) より $\alpha = \alpha'$ となる.

$\psi_0 = \psi$ の応力場は, 平衡方程式, 破壊基準, 上面の境界条件を満たすので, 残るのは付加体底面の状

態である．底面の摩擦係数を $\mu_b = \tan \phi_b$ ，間隙水圧を P_f^b とすると，

$$\tau_b = -\mu_b (\sigma_n + P_f^b) \quad (2.1.14)$$

である．ここで， σ_n は底面にかかる垂直応力である．底面の間隙水圧比は，

$$\lambda_b = \frac{P_f^b - \rho_w g D}{|\sigma_z| - \rho_w g D} \quad (2.1.15)$$

である．この間隙水圧比は， μ_b が一定であると仮定する．底面の有効摩擦係数， $\mu'_b = \tan \phi'_b$ を以下によって定義する．

$$\mu'_b = \mu_b \left(\frac{1 - \lambda_b}{1 - \lambda} \right) \quad (2.1.16)$$

底面の境界条件式 (2.1.14) は，式 (2.1.17) のように整理される．

$$\tau_b = -\mu'_b \bar{\sigma}_n \quad (2.1.17)$$

ここで， $\bar{\sigma}_n = \sigma_n + P_f$ は底面のデコルマ直上の有効垂直応力である．臨界尖形が存在するためには，一般に底面は付加体の内部より弱くなければならない．したがって，

$$0 \leq \mu'_b \leq \mu \quad (2.1.18)$$

付加体底面の傾斜を β とすると，

$$\tau_b = \frac{1}{2} (\sigma_z - \sigma_x) \sin 2(\alpha + \beta) + \tau_{xz} \cos 2(\alpha + \beta) \quad (2.1.19)$$

$$\bar{\sigma}_n = \bar{\sigma}_z - \tau_{xz} \sin 2(\alpha + \beta) - \frac{1}{2} (\sigma_z - \sigma_x) [1 - \cos 2(\alpha + \beta)] \quad (2.1.20)$$

式 (2.1.19)，(2.1.20) を，境界条件の式 (2.1.17) に代入すると，

$$\alpha + \beta = \psi_b - \psi_0 \quad (2.1.21)$$

ここで，

$$\mu'_b = \frac{\tan 2\psi_b}{\csc \phi \sec \psi_b - 1}, \quad \tan \phi'_b = \mu'_b \quad (2.1.22)$$

を用いた．これを書き直すと，式 (2.1.12) の場合と同様に，

$$\psi_b = \frac{1}{2} \text{src} \sin \left(\frac{\sin \phi'_b}{\sin \phi} \right) - \frac{1}{2} \phi'_b \quad (2.1.23)$$

ここで，式 (2.1.21) に対して，式 (2.1.12) と式 (2.1.23) を代入することで，付加体斜面と付加体底部のプレート境界断面がなす角 $(\alpha + \beta)$ が求められる．

臨界尖形理論は，クーロンの破壊基準や静的力学平衡を前提としているので，スケールに依存しない．すなわち， α ， β ， ψ_0 が一定であれば，先端部の形態が全体におよび，付加体の形態は相似となる．

2.2 地質構造モデリング

本研究で行う、個別要素法による地質構造モデリングは、これまで行われて来たアナログモデル実験において蓄積された知見に基づいて行われる。ここでは、アナログモデル実験の概要とその基礎となる相似律理論および実験材料の満たすべき条件について説明する。その後、アナログモデル実験の実例とアナログモデル実験の解析法を紹介する。アナログモデル実験の課題を紹介し、最後にその課題を克服するための数値シミュレーションについて触れる。

2.2.1 地質構造モデリングの概要

人類の主たる活動圏である地球表層は、地層や岩石によって構成されている。人類社会の発展は、この地球表層を構成する、地質や岩石が構成する地下情報の理解無しには遂げられない。これまでも鉱床や油田など地下資源の獲得や、トンネルなどの地下構造物の建設において、地下情報の重要性は明らかである。さらに近年は、地下資源探鉱の対象となる地質の複雑化や地球温暖化への対策として温室効果ガスの地下貯留、放射性廃棄物の地層処分など、より複雑、より長期的な地下情報の把握が求められている。

地下情報を得るために様々な手法が存在する。地球物理学に基づく地下探査技術や、衛星を用いた広域的なリモートセンシングや、ボーリングによる原位置情報の取得や、各種センサーを用いたモニタリングなどが挙げられる。そのなかでも、特に長期的な地下地質情報の取得手法として、現在観察される地質や岩石の幾何的構造から、それらができた時から現在観察されるまでの間受けてきた力学過程を明らかにする、構造地質学がある（狩野 and 村田 1998）。

構造地質学は、現在陸上で観察される陸上路頭のみならず、物理探査により取得された地下地質構造の解釈や、ボーリングによる取得されたコアの解釈など幅広く応用されている基礎的学問である。構造地質学の基本は、地質構造の幾何を正確に把握し、その幾何を形成する運動過程を理解し、その運動過程を再現する力学を明らかにすることにある。そのためには、それぞれの地質における幾何学—運動学—力学の関連性について十分理解し、現象を説明するモデルを構築する必要がある。構築されたモデルは、過去から現在に至る地質を理解するのみならず、将来に渡る変化を推測する上で重要な情報を与える。

地質・岩石における幾何学—運動学—力学の関連性をモデル化する上で、天然の地質・岩石は実に多様で、受けて来た力学過程も長大な時間過程であることから、複数の要素による影響について検討し評価することが困難である。そこで、事象を十分単純化し、複数の要素について個々に影響を評価し、検討することが求められる。このような要請に対して、乾燥砂や粘土などのアナログ材料による、アナログモデル実験が用いられてきた。アナログモデル実験を用いることで、自然界における地質構造の形成過程を縮小し、実験室スケールで再現することが可能である。モデル実験の最大の利点は、地下で起きている地質現象をモデル化し実験室で再現することで、地質構造の形成過程を内部構造まで立ち入って視覚的に理解できることである。この利点によってモデル実験は、断層の形成や変形などを始めとする、地質構造の形成過程の解明を目的に広く行われてきた。

アナログモデル実験の歴史は古く、1889 年に Cadell によって、粘土を用いて Northwest Scottish

Highlands の形成過程の再現が試みられた。その後 Willis (1891) は Appalachians の構造形成のモデル実験を行っている。その後, Hubbert (1937,1951) により, アナログモデル実験に相似律理論が導入され, 定量的なモデル化が可能になった。アナログモデル実験の基本的な考え方は, 類似した構造は類似した物理過程で形成される, とするものであり, 幾何学的な類似性から, その運動学を類推しようとするものである (狩野 and 村田 1998)。この発想のもと, モデル実験により得られた結果を実際の地質構造 (プロトタイプとよぶ) に適用するためには, モデルとプロトタイプが物理的に相似である必要がある (Hubbert, 1937; 1951)。このとき用いられる理論が相似律理論であり, 設定するモデルはこの相似律から導かれる相似条件を満足するものでなければならない。相似条件には, 以下に示す幾何的相似, 運動学的相似, 動力学的相似の 3 つがあり, これらはモデルとプロトタイプ間の長さ比, 時間比, 質量比に支配される。

2.2.2 アナログモデル実験の基礎理論

相似律

アナログモデル実験は幾何的相似・運動学的相似・動力学的相似を満たす必要がある。

・幾何的相似

- モデルとプロトタイプにおいて対応する長さ比がすべて一定かつ対応する角度がすべて同一

このときモデル, プロトタイプの物理量をそれぞれ添え字 m , p で表すと次の関係が成立する。

$$\text{長さ比: } R_l = l_m / l_p, \text{ 面積比: } R_l^2, \text{ 体積比: } R_l^3$$

・運動学的相似

- モデルとプロトタイプにおいて幾何学的相似条件が成立
- 対応する部分における変形時間の比が一定

このときモデル, プロトタイプ間で次の関係が成立する。

$$\text{時間比: } R_t = t_m / t_p, \text{ 速度比: } R_v = R_l R_t^{-1}, \text{ 加速度比: } R_a = R_l R_t^{-2}$$

・動力学的相似

- モデルとプロトタイプにおいて運動学的相似条件が成立
- 対応する部分の質量分布の比が一定
- 対応する部分の質量に作用する応力が同一方向でその絶対値の比が一定

このときモデル, プロトタイプ間で次の関係が成立する。

$$\text{質量比: } R_m = dm_m / dm_p, \text{ 応力比 (強度比 } R_s): R_f = R_m R_l^{-1} R_t^{-2}, \text{ 密度比: } R_d = R_m R_l^{-3}$$

対象とする地質構造と実験装置のサイズから長さ比はほぼ決まり、時間比も実験装置を動かす速度を変えることである程度調整できるため、具体的に考えるのは質量比、つまり実験材料に何を使うかということになる。モデル実験では同時にこの3つの相似条件を満たすような物性を持つ実験材料を適切に選択する必要がある。

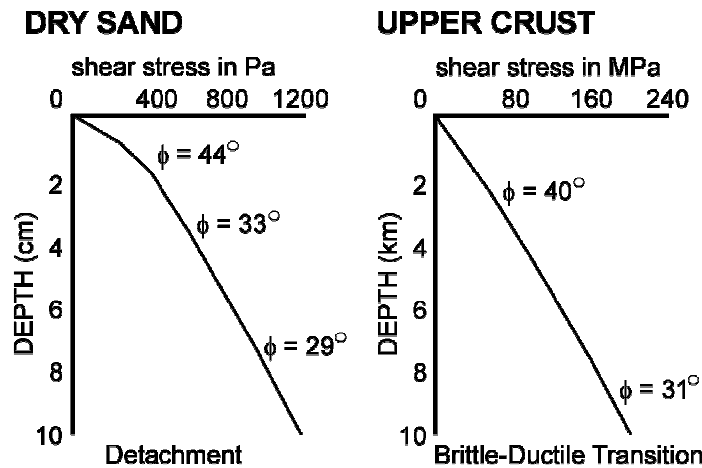


図 2.13 上部地殻（右）と乾燥砂（左）の強度プロファイル（McClay, 1990）。

実験材料

ここでは、地殻上部を対象とし、岩石の変形挙動に関しては泥岩などの流動変形の影響が小さいと仮定し、対象とするプロトタイプの変形挙動は脆性破壊のみによって支配されると仮定した時の、アナログモデル実験における実験材料についてまとめる。対象とする地殻上部の変形挙動が脆性破壊であることから、実験材料も脆性破壊挙動するものを選ぶ必要がある。脆性破壊を支配するのは固着強度と内部摩擦であり（Jaeger et al., 2007）、実験材料におけるこれらの物性が相似律にしたがってプロトタイプから縮小されたものであるならば、それはプロトタイプと同様の変形挙動となる必要がある。

はじめに固着強度を検討する。重力下における実験では加速度比が $R_a = R_l R_t^{-2} = 1$ であるから、 $R_l = R_t^2$ の関係が導かれる。この関係を用いて、強度比（応力比）を密度比を用いて表すと、 $R_s = R_a R_l$ となり、強度比は密度比と長さ比に比例することが分かる。密度比がプロトタイプと同じ実験材料を用いれば $R_s = R_l$ とさらに簡単になり、強度比は長さ比に従って縮小すればよいことになる。例えば、プロトタイプにおける 100m をモデルにおける 1cm とすると、これにより長さ比は $R_l = (1\text{cm}/100\text{m}) = 10^{-4}$ となる。上部地殻の堆積層を構成するような砂岩の固着強度はおよそ 5-30MPa（Hoshino et al., 1972）であるから相似律に従えば、実験材料の固着強度は数百 Pa ほどの小さい物性を持つものを用いなければならない。このような密度比がプロトタイプである岩石とほぼ同じであり、かつ固着強度が非常に小さいという条件を満たすものとして、実験材料には乾燥砂のような粒状体材料が適している（McClay 1990）。乾燥砂は締固められた状態であっても、固着強度は数百 Pa 程度であり（Krantz, 1991）、固着強度の観点において乾燥砂は相似律を満たす。

次に内部摩擦を検討する。モデルがプロトタイプと同様の変形挙動となるためには、実験材料とプ

ロタイプ内部摩擦が等しくなくてはならない。このことを踏まえて図 2.13 に乾燥砂と上部地殻のせん断強度プロファイルを示す (McClay 1990)。これによると、乾燥砂と上部地殻の岩石の内部摩擦はほぼ同一とみなすことが出来る。以上のことから、固着強度、内部摩擦の観点で、乾燥砂は上部地殻の岩石の変形挙動を表すのに適した実験材料であると言える。以上のことから、乾燥砂のような粒状体材料ならば変形挙動を脆性破壊とみなすことができ、密度が岩石と近い値を示すことから地質構造のアナログ材料として適切な材料であると言える。また、高間隙水圧や強度的に弱い物質が存在することによる強度の弱い地質は、乾燥砂に比べ強度の低いガラスビーズを用いて再現することができる (Yamada et al., 2006)。ガラスビーズのように、円磨度 (roundness) と真球度 (sphericity) が高い粒状体は、固着強度と内部摩擦角が低く (Schellart 2000)、乾燥砂に比べて強度の低い地質の再現に適する。

2.2.3 アナログモデル実験による地質構造の再現

これまでも、様々な地質構造の発達過程の解明のために多くのアナログモデル実験が行われてきた。ここでは、それらの例として広域的なテクトニクスによる圧縮応力場、引張応力場、横ずれ応力場で形成される地質構造に関するモデル実験の結果を紹介し、アナログモデル実験の有効性を示す。

(a) 圧縮応力場

圧縮応力場では最大圧縮主応力 (σ_1) は水平に配置しており、その結果、低角度の逆断層 (衝上断層、スラスト : thrust) が形成される (平 2004)。このような変形構造は、乾燥砂により再現された堆積層に対して、プレートの沈み込みなどによって説明される短縮変位を加えることで再現される (図 2.14) (Yamada et al., 2006)。

(b) 引張応力場

引張応力場においては、 σ_1 は鉛直方向にあり、中間主応力 (σ_2) 方向と平行に正断層が発達する。主な断層として、浅部で傾斜が大きい断層 (リストリック断層) と水平断層 (デタッチメント) が形成され、これらの 2 つの断層から派生した様々な形態の断層と、それによって傾動したブロックが形成される (平, 2004)。このような変形構造をアナログモデル実験で再現するために、初期状態として、リストリック断層を模擬する剛体ブロック上に乾燥砂を用いて堆積層を再現する。その後、リストリック断層沿いにシートを引くことにより、引張応力によるリストリック断層の変位を与えることで、引張場に見られる地質構造が再現される (図 2.15) (Yamada 1999)。

(c) 横ずれ応力場

横ずれ断層系の地質構造に関しては、主断層と斜行する圧縮の方向に逆断層あるいは褶曲、さらに共役な二次的横ずれ断層などが主体である (平, 2004)。しばしば水平断層ではランプとフラットに相当する屈曲を起こしており、この屈曲部が横ずれ圧縮領域となるか、横ずれ引張領域になるかで、地質構造が大きく異なる。このような地質構造の違いはアナログモデル実験でよく再現され、引張領域で発達した正断層とプルアパート盆地の形成と、圧縮領域での卓越した逆断層と山地 (プレッシャー

リッジ) の形成がそれぞれ観察できる (図 2.16) (Dooley and McClay, 1997 ; McClay and Bonora, 2001) .

上記のように, 地質体を再現するアナログ材料を用いて, 地質体がさらされる応力場を再現することにより, 多くの地質構造を再現することが可能になる.

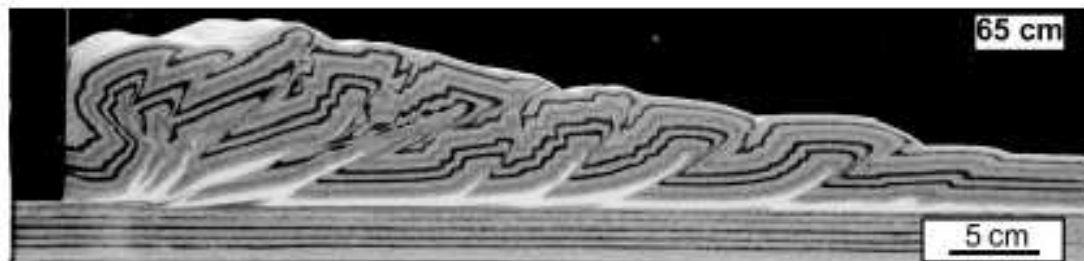


図 2.14 圧縮応力場を再現した地質構造モデル (Yamada et al., 2006) .



図 2.15 引張応力場を再現した地質構造モデル (Yamada et al., 1999) .

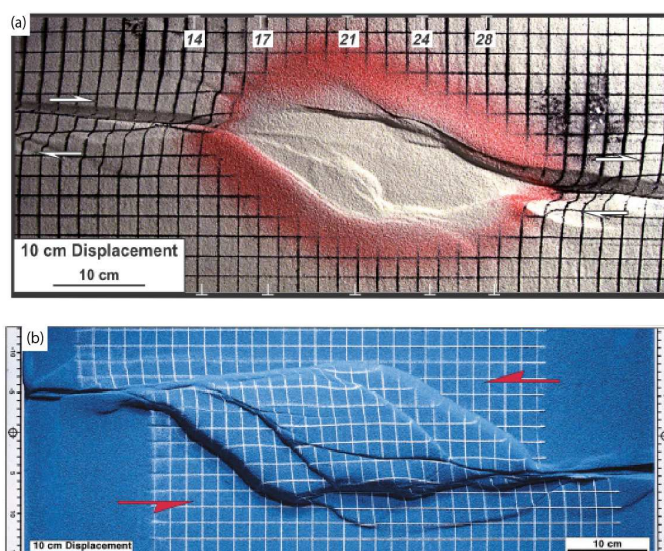


図 2.16 横ずれ応力場を再現した地質構造モデル. 横ずれ引張領域で形成されるプルアパート盆地構造 (a) (Dooley and McClay, 1997), 横ずれ圧縮領域で形成されるプレッシャーリッジ (b) (McClay and Bonora, 2001) .

2.2.4 モデル実験結果の解析

従来のアナログモデル実験結果の多くは写真撮影され、再現された地質構造の幾何的情報に基づいて解析が行われてきた。モデル内の幾何的情報は天然の地質体の幾何的情報との対応が良く、多くの成果を収めてきた。また、アナログモデル実験における表面形状の定量的な測定法として、レーザースキャンを利用したり (Crave et al., 2000)、フリンジ投影とスペックル写真を組み合わせた光学計測 (Barrientos et al., 2008) が導入されている。これらの非接触表面形状測定により、モデル表層での変動現象を詳細に捉えることが可能になり、モデル表層における侵食解析 (図 2.17) (Crave et al., 2000) や、地すべり解析 (図 2.18) (山下 2010) などに適用されている。通常のカメラによる撮影や非接触表面形状測定による解析は、モデル実験結果の地質断面情報や表層情報など、解析領域に制限がある。しかし、アナログモデル実験結果を X 線 CT により解析することで、モデル実験結果の内部三次元的幾何情報の取得に成功している (図 2.19) (Mugnier et al., 1997)。

さらに近年、画像解析技術の向上により、構造の幾何的情報に加えて構造の運動情報を捉えることが可能になってきている。地質構造モデリングにおいて広く用いられている技術として Particle image velocimetry (PIV) が挙げられる。PIV は本来流れ場における速度分布を調べる手法として開発された (可視化情報学会, 2002)。PIV 解析を用いることで、直接目では捉えることが不可能な流れ場を視覚化できる。具体的な解析方法としては、局所的な輝度値パターンの移動量を求める画像相関法、個々の粒子の移動を追跡する粒子追跡法などがあり、今回のような粒子数密度が高く、輝度値パターンが大きく変化しない画像に対しては画像相関法が適用される (大島 2009)。PIV を用いることで、アナログモデル実験から、地質構造の変形速度、ひずみ量などの変形情報を抽出することが可能になった (図 2.20) (Adam et al., 2005)。

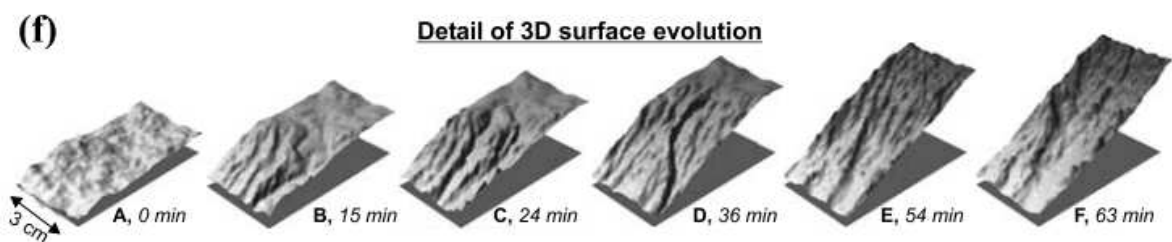


図 2.17 表層侵食過程をモデル化したアナログモデル実験において、レーザースキャンによって取得された表層デジタル標高モデル (Crave et al., 2000)。

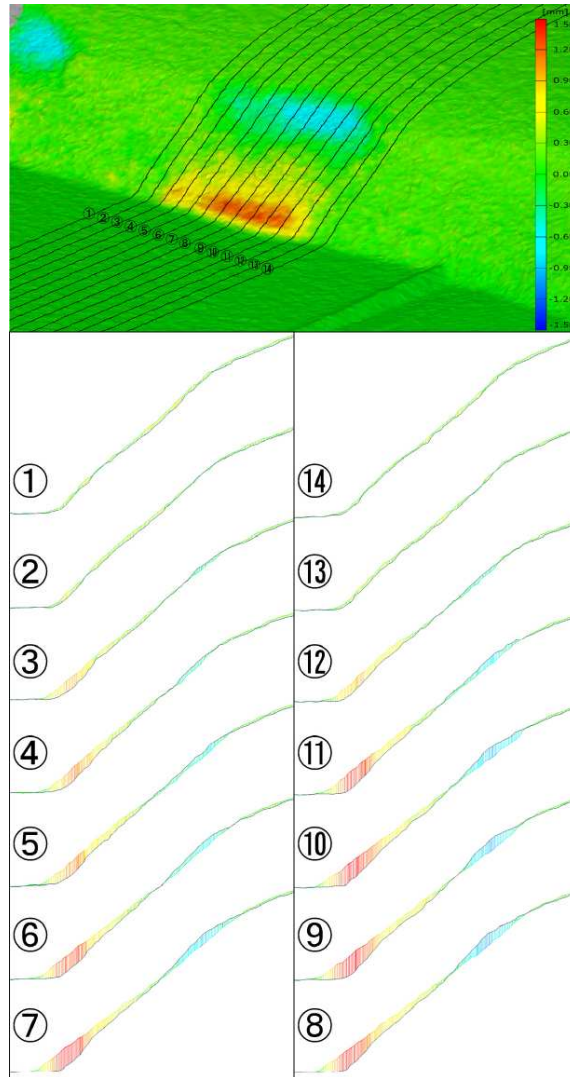


図 2.18 光学計測によって取得されたアナログモデル実験における表層変動（山下，2010）。

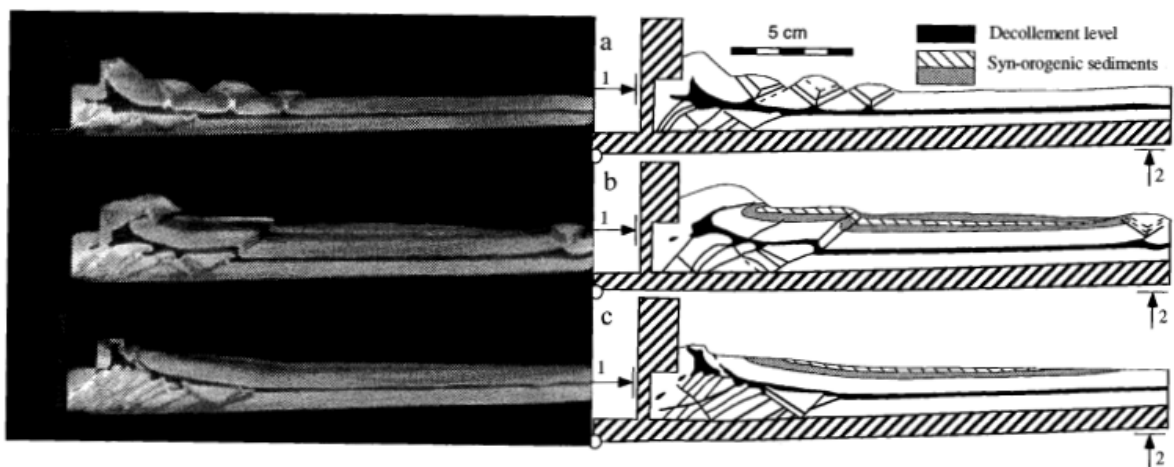


図 2.19 X 線 CT によって視覚化されたアナログモデル実験における内部構造（Mugnier et al., 1997）。

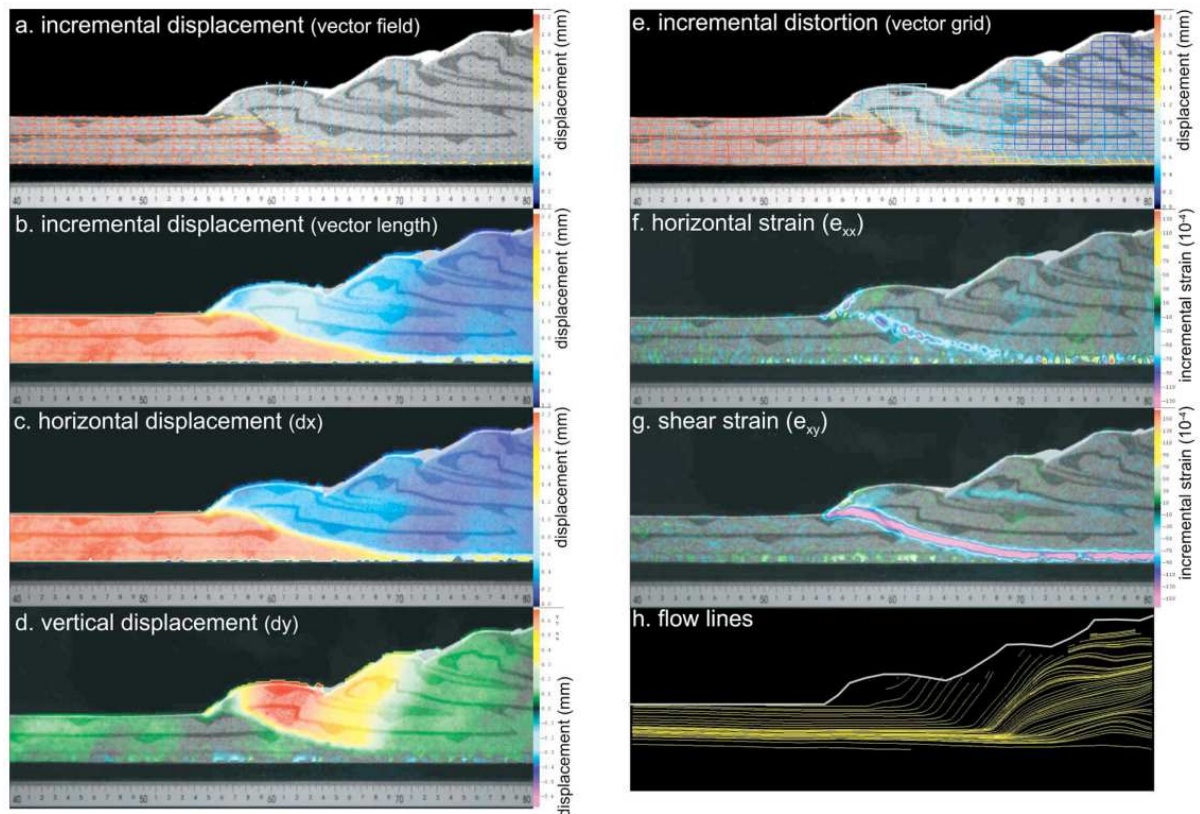


図 2.20 Particle image velocimetry (PIV) によって得られるアナログモデル実験における変形情報 (Adam et al., 2005).

2.2.5 アナログモデル実験の課題

実験技術や計測技術は進歩しているが、依然としてアナログモデル実験では再現・計測困難な項目が存在する。アナログモデル実験に使用できる実験材料の多くは、材料固有の物性を有しており、その物性を実験中に変化させることは困難である。例えば、実験材料として乾燥砂を用いる場合、実験開始から実験終了までその乾燥砂の物性は変化しない。しかし、天然の地質体を構成する岩石や鉱物は、破壊や変質により物性が変化する。あるいは、地熱や地下水の存在など地質体の置かれる環境の変化に伴って力学的な性質も変化する。アナログモデル実験において、このような時間変化・空間変化するモデル構成材料（実験材料）や境界条件の変化の再現は困難で、今後改善が求められる。

計測技術の向上は、アナログモデル実験結果から詳細な幾何的情報の取得や、構造の運動情報の取得に成功している。しかし、モデル内の力学的情報の計測には困難がともなう。例えば、モデル内で生じている応力を計測するために、実験装置側面に応力計を取り付けることが考えられる。しかし、この場合応力計の設置は実験装置境界部に限られ、広域的な情報の取得が困難であり、モデル内部の力学情報は取得できない。地質構造の変形には、地質内部の応力などの力学条件が大きく関わっていることは明白であり、それらの情報を取得困難なことがアナログモデル実験の課題であると言える。

2.2.6 数値シミュレーションの導入

アナログモデル実験と同様に、数値シミュレーションによる地質構造モデリングが行われている。数値シミュレーションには以下の特徴がある。

- ・実スケールでの地質現象のモデル化
- ・任意のパラメータの設定（時間変化，空間変化可能）
- ・任意の物理量の抽出（変形に関わる情報を全て取得可能）

数値シミュレーションの地質現象の再現性と従来のアナログモデル実験との整合性が検証され，有限要素法，有限差分法，Arbitrary Lagrangian Eulerian，個別要素法，いずれの計算手法でもアナログモデル実験の結果も良く再現し，地質構造モデリング手法として有効であることが確認されている（図 2.21）（Ellis et al., 2004; Buiter et al., 2006）。

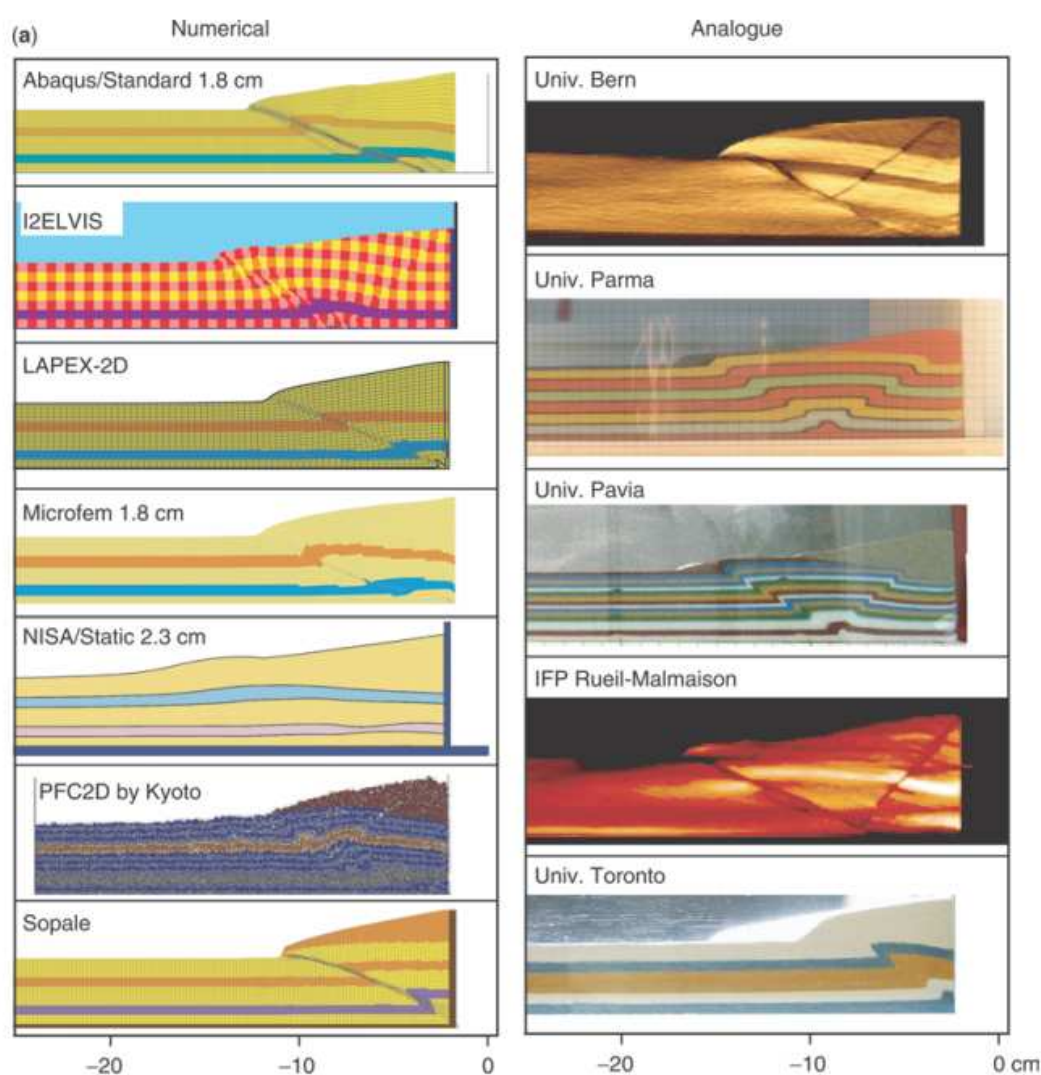


図 2.21 同様の設定で行われた種々の数値シミュレーション（左列）とアナログモデル実験（右列）の結果（Buiter et al., 2006）。数値シミュレーションの結果中にそれぞれのシミュレーションを行ったソフトウェア名が，アナログモデル実験の結果中にそれを行った機関名が記されている。

2.3 個別要素法による地質構造モデリング

本研究では、数値シミュレーションによる地質構造モデリングとして、個別要素法を採用した。本研究において対象とする付加体は内部に多数の断層を含むため、本研究でも断層やフラクチャなどの不連続面を再現することが必要である。有限要素法や有限差分法など連続体を表現するために開発された計算手法においては、岩盤の不均質性やフラクチャによる不連続性は取り扱いが困難である。一方、個別要素法はもともと土壌や岩石などの不連続体を表現するために開発された手法であり、不連続面や大変形にも容易に対応可能である。本研究では、Itasca 社が開発した *PFC2D* を用いて個別要素法シミュレーションを行った。

2.3.1 個別要素法の概要

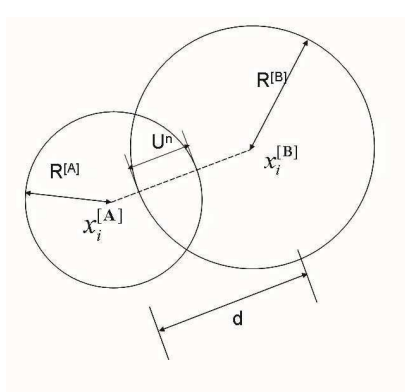
個別要素法 (Distinct-Element Method : DEM) は Cundall (1971) により岩石力学の解析のために導入された。この方法では解析対象とする物質を仮想の球状粒子の集合体ととらえ、集合体中の各粒子に働く力や変位などの変化を個別に計算することによって、対象物質全体の変化を数値シミュレーションで再現する。個別要素法において要素粒子の力学的相互作用と変位は、各粒子に接する壁や粒子との接触力、および体積力によって生じる。個別要素法は不連続面の再現性や大変形シミュレーションが容易であることから、主に断層帯における地質構造モデリングに利用されて来た (Saltzer and Pollard, 1992; Benesh et al., 2007)。

2.3.2 計算手法

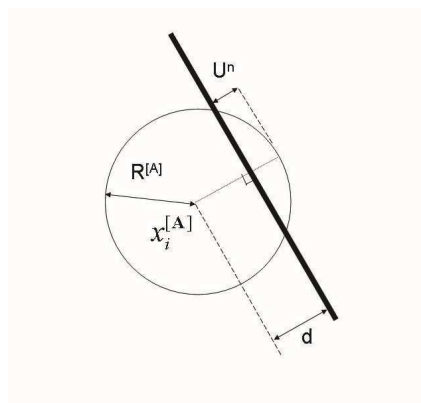
粒子の移動はニュートンの第 2 法則 ($\mathbf{F} = m\mathbf{a}$) に基づく運動方程式で表される。ここで、 \mathbf{F} は粒子に作用する外力であり、 m は粒子の質量、 \mathbf{a} は粒子の加速度である。すなわち、粒子に作用する外力が求められれば、加速度が求められ、加速度を積分することで粒子の移動速度が得られる。さらに粒子の移動速度を積分することで最終的に粒子の変位が求められる (粉体工学編, 1998)。個別要素法においては、粒子に働く外力は、粒子の存在する場から受ける力 (体積力) と粒子間の接触による接触力によって表される。

具体的な個別要素法の計算は以下の順序で行われる。まず各タイムステップのはじめに既知である粒子や壁の位置から接触点が割り出される。次に各粒子の相対的な動きと構成則により、各接触点における接触量とそれに基づく接触力が更新される。次に得られた接触力と体積力から、各粒子における運動方程式に基づき、各粒子の速度と位置が更新される。以上の作業を繰り返し各タイムステップで行うことにより集合体全体の移動や変形が表現される。

以下では、個別要素法における外力 (体積力、接触力) の計算法を示し、得られた外力から差分近似により粒子の加速度、速度、変位を求める計算過程を示す (Itasca Consulting Group, Inc. 2008)。



(a) 粒子同士の接触の場合



(b) 粒子と壁の接触の場合

図 2.22 粒子の接触量.

粒子に作用する力

体積力

粒子に働く体積力 (F_{bi}) は粒子の重量に対してかかる力であり, その力の大きさは次式であらわされる.

$$F_{bi} = mg_i \quad (2.3.1)$$

ただし, m は粒子の重量, g_i は重力加速度であり向きは重力方向と一致する.

接触力 (垂直力)

接触力は, 各粒子とそれと接する他の粒子や壁との接触により生じる力である. その力の大きさは重なり合いの量に比例し, 向きは二つの粒子の中心を結んだ直線方向で互いに離れる向きに働く (図 2.22). ここで, 2つの粒子 A, B 間に働く相互作用について考える. A, B 粒子それぞれについて中心位置を $x_i^{[A]}$, $x_i^{[B]}$ 半径を $R^{[A]}$, $R^{[B]}$ とすると, 粒子間の接触において, 接触面に垂直な単位ベクトル n_i は次のように表現される.

$$n_i = \frac{x_i^{[A]} - x_i^{[B]}}{d} \quad (2.3.2)$$

ただし, d は粒子間距離で, 2つの粒子の中心間距離で表される式 (2.3.3) (図 2.4 (a)) .

$$d = |x_i^{[B]} - x_i^{[A]}| = \sqrt{(x_i^{[B]} - x_i^{[A]})(x_i^{[B]} - x_i^{[A]})} \quad (2.3.3)$$

また, 粒子間の重なり合いの量 U は式 (2.3.4) のように表され, 接触点の座標 $x^{[C]}$ は式 (2.3.5) で表される.

$$U^n = R^{[A]} + R^{[B]} - d \quad (2.3.4)$$

$$x_i^{[C]} = x_i^{[A]} + \left(R^{[A]} - \frac{1}{2} U^n \right) n_i \quad (2.3.5)$$

このとき, 2粒子間に働く接触力 F^n は式 (2.3.6) となる.

$$F^n = K^n U^n \quad (2.3.6)$$

ただし、 K は接触点における垂直剛性である．同様にして、粒子 A と壁 W との間の接触力も、考えられる（図 2.4 (b)）

$$U_{wall}^n = R^{[A]} - d \quad (2.3.7)$$

$$F_{i(wall)}^n = K^n U_{wall}^n \quad (2.3.8)$$

接触力（せん断応力）

せん断応力は、せん断方向の接触量の増分によって決定される．接触が生じたときにはせん断力は 0 である．しかし次のタイムステップにおいて、せん断方向に接触量が増加するとせん断力が作用する．

接触点におけるせん断方向の動きあるいは接触点におけるせん断方向の速度 V^s は、2 粒子間において粒子 A に対する粒子 B のせん断方向の相対速度で定義され、式 (2.3.9) で表される．

$$V^s = \left(\dot{x}_i^{[\Phi^2]} - \dot{x}_i^{[\Phi^1]} \right) t_i - \omega_3^{[\Phi^2]} \left| x_k^{[C]} - x_k^{[\Phi^2]} \right| - \omega_3^{[\Phi^1]} \left| x_k^{[C]} - x_k^{[\Phi^1]} \right| \quad (2.3.9)$$

$$\{\Phi^1, \Phi^2\} = \{A, B\} \quad (2.3.10)$$

ただし $\dot{x}_i^{[\Phi^j]}$ 、 $\omega_3^{[\Phi^j]}$ はそれぞれ要素 Φ^j の移動速度と角速度、 $t_i = \{-n_2, n_1\}$ である．

以上から、せん断方向の接触量の時間増分は、時間間隔 Δt によって次式で表される．

$$\Delta U^s = V^s \Delta t \quad (2.3.11)$$

これより、せん断方向に働く力の増分 ΔF^s が求められ、次式で表される．

$$\Delta F^s = -k^s \Delta U^s \quad (2.3.12)$$

ここで k^s は接触点におけるせん断剛性係数である．

新しいせん断力は次式で表される．

$$F_i^s = \left\{ F_i^s \right\}_{rot.2} + \Delta F_i^s \quad (2.3.13)$$

各粒子について、自身と接触する他の粒子や壁との接触力を計算し、そのベクトル和によって、その粒子に働く力が決定する．

摩擦力

粒子が接触または、重なり合っている場合摩擦力が生じる．摩擦力は摩擦係数によって決定され、以下の式によって表現される．

$$F_{\max}^s = \mu \left| F_i^n \right| \quad (2.3.14)$$

ただし、摩擦力は接触（接触量が 0 以上）しているときのみ生じる． $\left| F_i^s \right| > F_{\max}^s$ の時にすべりが生じ、働くせん断力の大きさは F_{\max}^s と等しくなる．

$$F_i^s = \begin{cases} F_i^s \left(\frac{F_{\max}^s}{|F_i^s|} \right) \\ F_i^s \end{cases} \quad (2.3.15)$$

回転モーメント

粒子に働く回転モーメントは、粒子に働くせん断力に基づき次式で得られる。

$$M_3 = (x_i^{[C]} - x_i) F_i^s \quad (2.3.15)$$

運動方程式に基づく粒子の運動

粒子の運動はその粒子の中心位置 x ，速度 \dot{x} ，加速度 \ddot{x} によって表現される。各タイムステップにおける粒子の運動は、ニュートンの運動方程式に従う。

$$F_i^n + F_i^s = m\ddot{x} \quad (2.3.16)$$

また、回転運動に関する方程式は式 (2.3.17) で表される。

$$M_i = \dot{H}_i \quad (2.3.17)$$

ここで、 M_i は合モーメントであり、 H_i は角加速度である。式 (2.3.21) をオイラーの方程式として表現すると式 (2.3.22) のようになる。

$$M_3 = I_3 \dot{\omega}_3 \quad (2.3.18)$$

ここで、 I_3 は主軸に対する主慣性モーメント、 $\dot{\omega}_3$ は主軸に対する角加速度であり、 M_3 は主軸に対する合モーメントである。ただし、本研究で対称とするのは二次元の円盤であるため $\omega_1 = \omega_2 \equiv 0$ である。この条件下で半径 R の粒子において、内部モーメントは次のように表される。

$$M_i = I \dot{\omega}_i = \left(\frac{1}{2} m R^2 \right) \dot{\omega}_i \quad (2.3.19)$$

時間間隔 Δt を考えたとき、時刻 t における粒子の加速度 \ddot{x} と角加速度 $\dot{\omega}_i$ は次式 (2.3.20) によって表される。

$$\begin{aligned} \ddot{x}_i^{(t)} &= \frac{1}{\Delta t} \left(\dot{x}_i^{(t+\Delta t/2)} - \dot{x}_i^{(t-\Delta t/2)} \right) \\ \dot{\omega}_i^{(t)} &= \frac{1}{\Delta t} \left(\omega_i^{(t+\Delta t/2)} - \omega_i^{(t-\Delta t/2)} \right) \end{aligned} \quad (2.3.20)$$

式 (2.3.20) を式 (2.3.16) に代入することで、時刻 $t + \Delta t/2$ (mid-intervals) における粒子の速度 $\dot{x}_i^{(t+\Delta t/2)}$ が得られる。また、式 (2.3.20) を式 (2.3.19) に代入することで時刻 $t + \Delta t/2$ (mid-intervals) における粒子の角速度 $\omega_i^{(t+\Delta t/2)}$ が得られる (式 (2.3.21))。

$$\begin{aligned}\dot{x}^{(t+\Delta t/2)} &= \dot{x}^{(t-\Delta t/2)} + \left(\frac{F^{(t)}}{m} + g \right) \Delta t \\ \omega^{(t+\Delta t/2)} &= \omega^{(t-\Delta t/2)} + \left(\frac{M_i^{(t)}}{I} \right) \Delta t\end{aligned}\tag{2.3.21}$$

最終的に、式 (2.3.22) により、次の時刻 t の粒子位置 x を更新する。

$$x_i^{(t+\Delta t)} = x^{(t)} + \dot{x}^{(t+\Delta t/2)} \Delta t\tag{2.3.22}$$

以上の操作は以下のようにまとめられる。以前の時刻の速度 $\dot{x}^{(t-\Delta t/2)}$ 、現在の位置 $x^{(t)}$ は既知であり、力や変位の方程式より、現在の力 $F^{(t)}$ が与えられる。式 (2.3.21) より、中間時間 (mid-intervals) の速度 \dot{x} が得られる。得られた速度 \dot{x} を式 (2.3.22) に代入することにより、次の時刻 $t + \Delta t$ の粒子位置 $x^{t+\Delta t}$ が求められる。

2.3.3 個別要素法による構造内部の力学的量の算出法

本研究で数値シミュレーションを用いる理由の一つが、地質構造モデルにおける力学情報の取得である。個別要素法における間隙率、応力、ひずみ速度は下記のプロセスによって求められる (Itasca Consulting Group, Inc. 2008)。

間隙率

間隙率 (ϕ) は測定円の全面積 (A_{circle}) における粒子間の空隙 (A_{void}) の割合によって式 (2.3.23) から求められる。

$$\phi = \frac{A_{void}}{A_{circle}} = \frac{A_{circle} - A_{ball}}{A_{circle}} = 1 - \frac{A_{ball}}{A_{circle}}\tag{2.3.23}$$

ただし A_{ball} は測定円内に含まれる粒子の総面積で式 (2.3.24) によって求められる。

$$A_{ball} = \sum_{N_p} (A_p) - A_{overlap}\tag{2.3.24}$$

ただし、 N_p は測定円内の粒子の個数、 A_p は測定円内に含まれる粒子 p の面積、 $A_{overlap}$ は測定円内に含まれる粒子間の重なり量 (図 2.23)。

本研究で用いている個別要素法シミュレーションは、2次元平面上の円盤の運動を計算しているが、間隙率において3次元の粒子と2次元の円盤群とで異なる点について以下で述べる。本文では2次元要素についても粒子としているが、本節のみ3次元と2次元とを区別するために2次元要素を円盤と呼ぶことにする。3次元空間での間隙率は粒子の体積と空隙の体積から間隙率を算出する“体積間隙率”を用いられるが、本研究の2次元空間での間隙率は円盤の面積と空隙の面積から“面積間隙率”を用いている。この体積間隙率と面積間隙率の間に明確な関係性は明らかになっていない。そのため、単純に2次元の間隙率を3次元の間隙率に変換することは困難である。単一径の最密充填時の間隙率は3次元粒子の場合 0.2595、2次元円盤の場合 0.0931 となる (Deresiewicz, 1958)。圧縮力が働いておらず要素が重ならない場合、一般に2次元円盤の方が3次元粒子よりも間隙率が最小の間隙率が小さく

なる．また，通常は要素同士でアーチ構造を作り最密充填より大きい間隙率を維持する．この場合も 3 次元粒子の方がアーチを作りやすく，高い間隙率を示す．要素間の間隙をより小さな要素がすり抜ける“浸透”も，3 次元粒子と 2 次元円盤との間隙率の差異の原因となる．3 次元粒子の場合は小さい粒子であれば，より大きな間隙間を通り抜ける事ができるが，2 次元円盤ではそのような通り抜けは起きない．

本研究で取り扱う 2 次元円盤の集合体では，実現象で観察されるような間隙率をそのままに再現することは困難である．そこで本研究では，シミュレーションから得られる間隙率の値を実現象の値と直接対比するのではなく，どの領域で間隙率が増加あるいは減少するのかといった，相対的な変化を議論するために用いる．

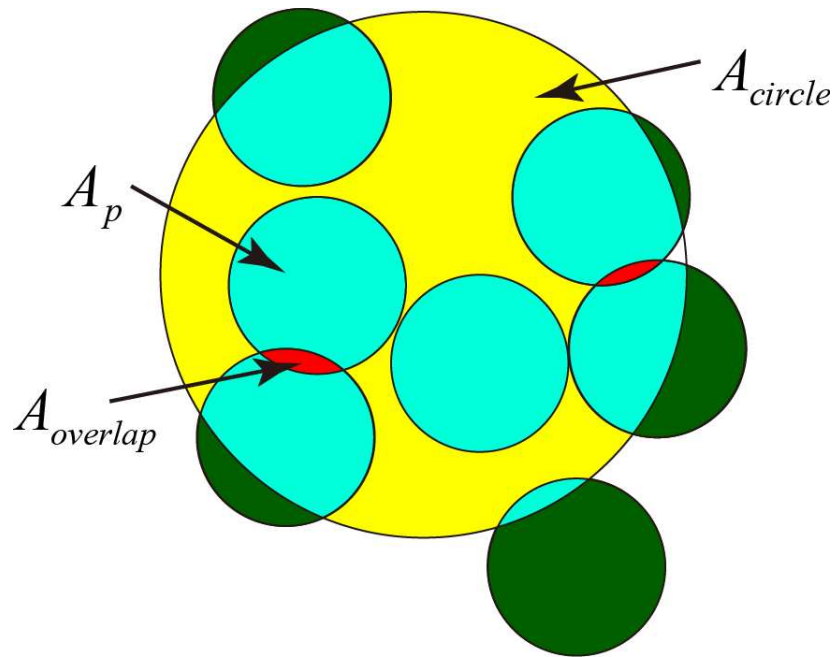


図 2.23 個別要素法における間隙率計算の概念図．

応力

応力とは連続量であるため，不連続体の集合である個別要素法においては各点において応力は存在しない．個別要素法の計算の中で，粒子間の接触力と粒子の変位を計算する．これらの量は粒子のミクロスケールの挙動を考えるのに有効であるが，直接的に連続量に変換することはできない．応力の算出にはミクロスケールの挙動から連続量への変換が必要である．

応力は測定円内に中心が含まれる粒子間に働く作用力と接触面積から求められる．

ある体積 V 中の平均応力テンソル $\bar{\sigma}_{ij}$ は次の式 (2.3.25) で表される．

$$\bar{\sigma}_{ij} = \frac{1}{V} \int_V \sigma_{ij} dV \quad (2.3.25)$$

ただし， σ_{ij} はある体積に働く応力テンソル．今回の場合ある体積とは，粒子の集合で表されるため，

上式 (2.3.25) 中のインテグラルは体積中に含まれる N_p この粒子に関しての足し合わせで式 (2.3.26) のように表される.

$$\bar{\sigma}_{ij} = \frac{1}{V} \sum_{N_p} \bar{\sigma}_{ij}^{(p)} V^{(p)} \quad (2.3.26)$$

ただし, $\bar{\sigma}_{ij}^{(p)}$ は粒子 (p) に働く平均応力テンソル. 同様にして, 粒子 (p) に働く平均応力テンソル $\bar{\sigma}_{ij}^{(p)}$ は次式 (2.3.27) によって表される.

$$\bar{\sigma}_{ij}^{(p)} = \frac{1}{V^{(p)}} \int_{V^{(p)}} \sigma_{ij}^{(p)} dV^{(p)} \quad (2.3.27)$$

ここで, テンソル S_{ij} に対して次の変換が成り立つ.

$$S_{ij} = \delta_{ik} S_{kj} = \frac{\partial x_i}{\partial x_k} S_{kj} = \frac{\partial (x_i S_{kj})}{\partial x_k} - x_i \frac{\partial S_{kj}}{\partial x_k} \quad (2.3.28)$$

ただし, δ_{ik} はクロネッカーのデルタである.

式 (2.3.27) に対して式 (2.3.28) の変換を導入すると式 (2.3.29) に変換される.

$$\bar{\sigma}_{ij}^{(p)} = \frac{1}{V^{(p)}} \int_{V^{(p)}} \left[\frac{\partial (x_i \sigma_{kj}^{(p)})}{\partial x_k} - x_i \frac{\partial \sigma_{kj}^{(p)}}{\partial x_k} \right] dV^{(p)} \quad (2.3.29)$$

各粒子にかかる応力が連続的で平衡状態にあるとすると, 体積力が無いとき平衡条件は $\partial \sigma_{ij} / \partial x_i = 0$ である. このとき, 式 (2.3.29) の体積分はガウスの発散定理を用いて次の式 (2.3.30) のように面積分に書き換えられる.

$$\bar{\sigma}_{ij}^{(p)} = \frac{1}{V^{(p)}} \int_{S^{(p)}} (x_i \sigma_{kj}^{(p)}) n_k dS^{(p)} = \frac{1}{V^{(p)}} \int_{S^{(p)}} x_i t_j^{(p)} dS^{(p)} \quad (2.3.30)$$

ただし, $S^{(p)}$ は粒子の表面, n_k は単位法線ベクトル, $t_j^{(p)}$ は応力 (traction vector) である. ここで, 各粒子は各接触点において力が作用することから, 式 (2.3.30) の積分は次の様に接触点 N_c に対する足し合わせで置き換えられる.

$$\bar{\sigma}_{ij}^{(p)} = -\frac{1}{V^{(p)}} \sum_{N_c} x_i^{(p)} F_j^{(c)} \quad (2.3.31)$$

ただし, $x_i^{(c)}$ と $F_j^{(c)}$ はそれぞれ接触点 (c) における位置と力である. 接触位置 $x_i^{(c)}$ は次式 (2.3.32) のように書き換えられる.

$$x_i^{(c)} = x_i^{(p)} + |x_i^{(c)} - x_i^{(p)}| n_i^{(c,p)} \quad (2.3.32)$$

ただし, $x_i^{(p)}$ は粒子の中心位置, $n_i^{(c,p)}$ は粒子の中心位置から接触位置に向かう単位ベクトルである. ここで, 粒子に働く力が平衡状態にあるとき次式 (2.3.33) が成り立つので, 式 (2.3.32) を式 (2.3.31) に代入することによって式 (2.3.34) が求められる.

$$\sum_{N_c} F_j^{(c)} \equiv 0 \quad (2.3.33)$$

$$\bar{\sigma}_{ij}^{(p)} = -\frac{1}{V^{(p)}} \sum_{N_c} |x_i^{(c)} - x_i^{(p)}| n_i^{(n,p)} F_j^{(c)} \quad (2.3.34)$$

以上からある体積 V 中の平均応力テンソル $\bar{\sigma}_{ij}$ が求められる．

しかし，今回考える測定円内の応力を求めるには，測定円内に存在する粒子群の体積 V_{ball} に働く応力について考える必要がある．そこで，式 (2.3.23) において求めた間隙率 ϕ に基づく測定円内の応力を求める．

まず測定円内に均質な応力 σ_0 が働いていると仮定して，測定円内の有する体積が V_m とすると今求めたい測定円内の粒子に働く平均応力 $\bar{\sigma}$ は式 (2.3.35) によって与えられる．

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{V_m} \sum \bar{\sigma}^{(p)} V^{(p)} = \frac{1}{V_m} \bar{\sigma} \sum V^{(p)} = \sigma_0 \left(\frac{\sum V^{(p)}}{V_m} \right) = \sigma_0 (1 - \phi) \quad (2.3.35)$$

式 (2.3.35) 中のサマーションは測定円に含まれる粒子の体積を表すものであり， ϕ は測定円内の間隙率である．次に，測定円内に中心が含まれる粒子のみに働く平均応力 $\tilde{\sigma}$ は式 (2.3.36) によって表される．

$$\tilde{\sigma} = \frac{1}{V_m} \sum_{N_p} \bar{\sigma}^{(p)} V^{(p)} = \sigma_0 \left(\frac{\sum_{N_p} V^{(p)}}{V_m} \right) \quad (2.3.36)$$

ただし，式 (2.3.36) 中のサマーションは測定円内に中心の含まれる粒子 N_p 個に対してのみ足し合わせるものである．式 (2.3.25) と式 (2.3.36) から $\bar{\sigma}$ と $\tilde{\sigma}$ の比は次式 (2.3.37) によって求められる．

$$\frac{\bar{\sigma}}{\tilde{\sigma}} = \left(\frac{1 - \phi}{\sum_{N_p} V^{(p)}} \right) V_m \quad (2.3.37)$$

ここで，式 (2.3.37) に式 (2.3.36) を代入することによって， $\tilde{\sigma}$ を消去すると測定円に含まれる粒子の体積に対する平均応力 $\bar{\sigma}$ を表す式 (2.3.38) が求められる．

$$\bar{\sigma} = \left(\frac{1 - \phi}{\sum_{N_p} V^{(p)}} \right) \sum_{N_p} \bar{\sigma}^{(p)} V^{(p)} \quad (2.3.38)$$

最終的に測定円内の平均応力を求めるには，式 (2.3.38) に式 (2.3.34) を代入することによって求められる．

$$\sigma_{ij} = - \left(\frac{1 - \phi}{\sum_{N_p} V^{(p)}} \right) \sum_{N_p} \sum_{N_c} |x_i^{(c)} - x_i^{(p)}| n_i^{(c,p)} F_j^{(c)} \quad (2.3.39)$$

ひずみ速度

個別要素法の様な個別粒子の集合体においてひずみを直接的に求める事は困難であるので、本研究では測定円内に中心を持つ粒子に関して、それらの粒子が持つ実際の速度と推定される速度の誤差が最小になるように最適化されたひずみ速度テンソルを導入する。

隣接する2点間の変位 u_i の関係は変位勾配テンソル (displacement gradient tensor) α_{ij} によって与えられる。2点 P_a と P_b がある瞬間にそれぞれ x_i と $x_i + dx_i$ に存在するとする。この2点間の変位の差は次式によって表される。

$$du_i = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} dx_j = \alpha_{ij} dx_j \quad (2.3.40)$$

変位勾配テンソル α_{ij} は対象テンソル e_{ij} と非対称テンソル ω_{ij} に分けられる。

$$\alpha_{ij} = e_{ij} - \omega_{ji} \quad (2.3.41)$$

ただし、

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.3.42)$$

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (2.3.43)$$

同様に、2点間の速度 v_i の関係は速度勾配テンソル (velocity gradient tensor) $\dot{\alpha}_{ij}$ によって与えられる (速度場は変位場と関係しており $u_i = v_i dt$ 、ここで v_i は速度 dt は無限小の時間間隔である)。2点 P_a と P_b がある瞬間にそれぞれ x_i と $x_i + dx_i$ に存在するとする。この2点間の速度の差は次式によって表される。

$$dv_i = \frac{\partial v_i}{\partial x_j} dx_j = \dot{\alpha}_{ij} dx_j \quad (2.3.44)$$

速度勾配テンソル $\dot{\alpha}_{ij}$ は対象テンソル \dot{e}_{ij} と非対称テンソル $\dot{\omega}_{ij}$ に分けられる。

$$\dot{\alpha}_{ij} = \dot{e}_{ij} - \dot{\omega}_{ji} \quad (2.3.45)$$

ただし、

$$\dot{e}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad \text{rate-of-deformation tensor} \quad (2.3.46)$$

$$\dot{\omega}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) \quad \text{spin tensor} \quad (2.3.47)$$

本研究では、この速度勾配テンソル $\dot{\alpha}_{ij}$ をひずみ速度テンソルとして扱う。

測定円内で求められるひずみ速度テンソルは測定円内に含まれる N_p 個の粒子の相対速度 $\tilde{V}_i^{(p)}$ に最適なものである。 N_p 個の粒子の平均速度と平均位置はそれぞれ次式 (2.3.48) と (2.3.49) で表される。

$$\bar{V}_i = \frac{\sum_{N_p} V_i^{(p)}}{N_p} \quad (2.3.48)$$

$$\bar{x}_i = \frac{\sum_{N_p} x_i^{(p)}}{N_p} \quad (2.3.49)$$

ただし、 $V_i^{(p)}$ と $x_i^{(p)}$ はそれぞれ粒子 (p) の速度と中心位置を表す。測定される相対速度の値は次式によって与えられる。

$$\tilde{V}_i^{(p)} = V_i^{(p)} - \bar{V}_i \quad (2.3.50)$$

一方与えられた速度勾配テンソル $\dot{\alpha}_{ij}$ に対して推定される相対速度 $\tilde{v}_i^{(p)}$ は次式の様にかける。

$$\tilde{v}_i^{(p)} = \dot{\alpha}_{ij} \tilde{x}_j \quad (2.3.51)$$

ただし、

$$\tilde{x}_i^{(p)} = x_i^{(p)} - \bar{x}_i \quad (2.3.52)$$

この実際の速度と推定される速度との誤差は次式によって与えられる。

$$z = \sum_{N_p} \left| \tilde{v}_i^{(p)} - \tilde{V}_i^{(p)} \right|^2 = \sum_{N_p} \left(\tilde{v}_i^{(p)} - \tilde{V}_i^{(p)} \right) \left(\tilde{v}_i^{(p)} - \tilde{V}_i^{(p)} \right) \quad (2.3.53)$$

ただし、 z は実際の速度と推定される速度との偏差の二乗を足し合わせたものである。ここで、 z を最小とする条件は次式である。

$$\frac{\partial z}{\partial \dot{\alpha}_{ij}} = 0 \quad (2.3.54)$$

式 (2.3.53) を式 (2.3.54) に代入し微分すると次式が得られる。

$$\left[\begin{array}{cc} \sum_{N_p} \tilde{x}_1^{(p)} \tilde{x}_1^{(p)} & \sum_{N_p} \tilde{x}_2^{(p)} \tilde{x}_1^{(p)} \\ \sum_{N_p} \tilde{x}_1^{(p)} \tilde{x}_2^{(p)} & \sum_{N_p} \tilde{x}_2^{(p)} \tilde{x}_2^{(p)} \end{array} \right] \left\{ \begin{array}{c} \dot{\alpha}_{i1} \\ \dot{\alpha}_{i2} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{c} \sum_{N_p} \tilde{V}_i^{(p)} \tilde{x}_1^{(p)} \\ \sum_{N_p} \tilde{V}_i^{(p)} \tilde{x}_2^{(p)} \end{array} \right\} \quad (2.3.55)$$

式 (2.3.55) において $i=1,2$ について計算することによって、ひずみ速度テンソル $\dot{\alpha}_{ij}$ が得られる。このとき式 (2.3.46) から \dot{e}_{ij} が求められる。

2.4 付加体研究とアナログモデル実験・数値シミュレーション

付加体における堆積層の変形過程はプレートの沈み込む方向に向かって進展していくので、付加体は変形過程を時間発展的に見ることができる数少ない地質体である。そのため、実際の地質構造と地質構造モデリングにより再現された地質構造とを比較するのに適した地質体であり、これまでも付加体に関して多く地質構造モデリングが行われ成果を上げてきた。付加体の形成過程に関する初期のアナログモデル実験として、Cowan and Silling (1978) は相似律理論に基づき付加体形成過程を再現し、付加体内に取り込まれた堆積物の移動経路を明らかにした。また、Davis et al. (1983) はアナログモデル実験による力学的釣り合いを考察し臨界尖形理論を構築した (2.1.4)。

臨界尖形理論により、付加体底部の摩擦が付加体形状が影響を与えることが明らかになり、付加体底部の摩擦と付加体内の地質構造の関係性を対象にしたアナログモデル実験が行われてきた。Gutscher et al. (1998) は、底面摩擦が低い条件と底面摩擦が高い条件の2種類の実験を行い、低摩擦条件下では付加体が常に臨界尖形角を保ちながら自己相似的に成長するのに対し、高摩擦条件下では斜面の急傾斜化とその崩壊を繰り返す事を示した。Nieuwland et al. (2000) はモデル底部に高摩擦の領域と低摩擦の領域を設定し、低摩擦な領域で形成された付加体に対して高摩擦な底面を有する堆積層を沈み込ませることで、斜面傾斜が低角から高角に変化し付加体内部で断層の再活動が生じることを示した。また、付加体底部における流体圧をコントロールすることによって、付加体底部の境界条件に空間的なバリエーションを持たせる実験が行われている (図 2.24) (Mourgues and Cobbold, 2003; 2006)。しかし、上記の研究はいずれも、実験中に付加体底部の摩擦を変化させることができず、付加体底部の摩擦係数や間隙水圧の時間変化を再現した実験は行われていない。

付加体の発達過程のモデル化の為に数値シミュレーションも導入されている。Burbidge and Braun (2002) は2次元個別要素法により付加体の形成過程を再現し、付加体底部が高摩擦な条件下では付加体の前方への成長が抑制され付加体が厚くなるのに対し、低摩擦な条件下では付加体は前方に成長し厚みが小さい事を示した。Sunagawa and Hayashi (2005) は有限要素法により付加体内部の主要断層をモデル化し、主要断層での静的な応力分布を明らかにした。Del Castello and Cooke (2007) は境界要素法を用いて、付加体先端における堆積層の沈み込みとフロントスラストの形成が、その形成過程で仕事量が最小になるようにバランスしている事を示した。上記の研究において、有限要素法や境界要素法のような連続体シミュレーションでは、断層の形成からその活動、停止、再活動のサイクルを力学的にモデル化するには至っていない。また、個別要素法によるシミュレーションも断層の形成やその活動については検討がされているものの、その断層形成や活動を駆動する周囲の応力についての議論はなされていない。

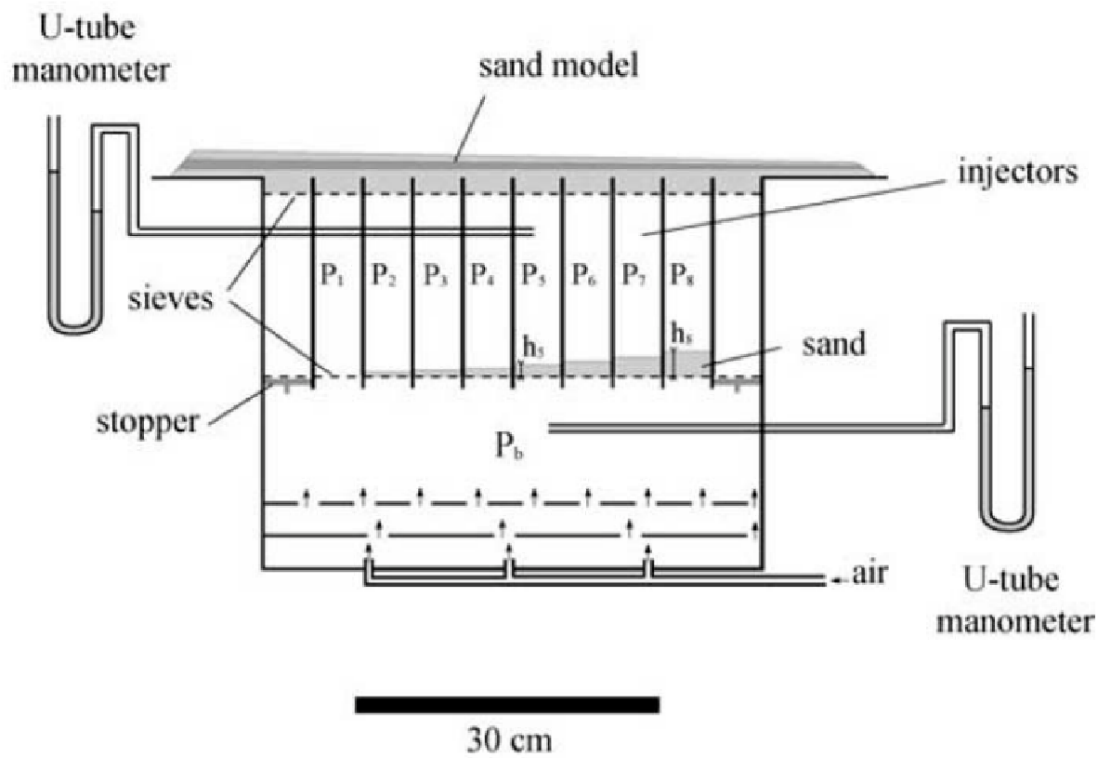


図 2.24 物性変化を再現するための実験装置 (Mourgues and Cobbold, 2006). モデル (sand model) の下のインジェクター中の砂の量 ($h_1 \sim h_8$) を調整することで、各インジェクター上の間隙気体圧 ($P_1 \sim P_8$) を調整する.

第3章 付加体における断層形成と応力分布の動的变化

3.1 付加体成長と断層形成

3.1.1 付加体成長とフロントスラストの形成

付加体は、プレート収束帯に沿って分布する地質体で、内部は複数の断層を含む複雑な地質構造を示す(図 2.4) (第2章 2.1 参照)。付加体先端において、海側に向かってフロントスラストを形成することで付加体は成長し変形を開始する。一方、付加体内部では、新たに序列外スラストと呼ばれる新しい断層の形成や、ステップダウンと呼ばれるプレート境界断層(デコルマ)の下方遷移と、それにとともなう沈みこんだ堆積層の底付けなど、変形はより複雑になっていく。すなわち、付加体先端域は付加体形成の場であるとともに、最もシンプルな付加体形状を示している。つまり、付加体先端域の地質構造発達過程は、付加体における地質構造や断層形成について議論する上での基礎的な知見を与える。そこで、本章ではフロントスラストが形成される状況を数値シミュレーションで再現することで、付加体形成時の応力状態を明らかにし、付加体先端域における地質構造の形成過程と応力の変化を明らかにする。

3.1.2 断層形成と応力

地殻内応力と断層形成の関係性については古くから研究されており、Anderson (1951) は主応力軸の配置から、断層を正断層、逆断層、横ずれ断層の3種類に区分した。本研究では、断層の形成プロセスを一般的な岩石の破壊と考え、クーロンの破壊基準を導入する(図 3.1)。クーロンの破壊基準は、摩擦滑り基準に固着強度の項を加えた破壊基準で、式 (3.1) のように表される。

$$\tau = c + \mu \sigma \quad (3.1)$$

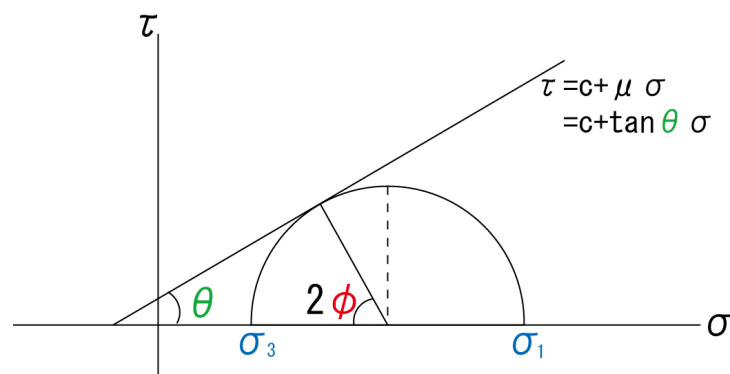


図 3.1 クーロン破壊の模式図。

ここで、破断面における τ はせん断応力、 σ は破断面における鉛直応力、 c は固着強度、 μ は摩擦係数を表す。また、一度形成された破断面は固着強度を失い、周囲の未破壊の岩石に比べて強度が低下する。これは式 (3.1) において $c=0$ とすることで表される。そのため、破断面は形成時より弱い応力条件で再活動することが知られている（例えば、狩野・村田，1998）。以上の破断面形成と再活動について、一軸圧縮試験を例にクーロンの破壊基準に基づいてまとめると下記ようになる（図 3.2）。

1. 破壊に至る応力が岩石（地層）に作用すると、破断面が形成される。その破断面角は岩石の内部摩擦（角）によって決定する（図 3.2 A）。
2. 破断面が形成すると、その破断面沿いの岩石固着が失われ強度が低下する（図 3.2 B）。
3. 強度が低下した破断面では、より弱い応力状態で破断面が再活動する（図 3.2 C）。

本研究では上記の過程を、破断面と最大圧縮主応力軸のなす角度と主応力比との関係に置き換える（例えば、Sibson 1985）。以下では地質内の応力状況について最大・最小主応力を用いて議論するため、式 (3.1) を最大圧縮主応力 (σ_1) 最小圧縮主応力 (σ_3) を用いて式 (3.2) のように表す。

$$\frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \sin 2\theta_r = c + \mu \left(\frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2} - \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \cos 2\theta_r \right) \quad (3.2)$$

ここで、破断面（破断面が形成されると期待される面）と最大圧縮主応力のなす角を θ_r とした（図 3.3 A）。すると、固着強度のない ($c=0$) クーロンの破壊基準において最大圧縮主応力と最小圧縮主応力の比（主応力比： R ）は次式で表される（Sibson 1985）。

$$R = \frac{\sigma_1}{\sigma_3} = \frac{1 + \mu \cot \theta}{1 + \mu \tan \theta} \quad (3.3)$$

ここで、主応力軸と破断面のなす角 (θ_r) と主応力比 (R) をそれぞれ横軸、縦軸にとり式 (3.2) のクーロンの破壊基準をプロットすると、破壊基準線より上の領域に応力状態がある場合、固着強度を失った破断面は再活動することができる（図 3.3）。具体的には、最大圧縮主応力軸が破断面に対して適切な角度 (θ_r^*) に近い状態にあり、主応力比が十分大きいと破断面は再活動することができる。

一方、固着強度がある場合 ($c \neq 0$)、主応力比 R は次式で表される。

$$R = \frac{\sigma_1}{\sigma_3} = \frac{1 + \mu \cot \theta}{1 + \mu \tan \theta} + \frac{c}{2\sigma_3} \frac{1}{\sin \theta \cos \theta - \mu \sin \theta} \quad (3.4)$$

左辺に σ_3 が残るため不完全な形ではあるが、固着強度と破壊時の σ_3 の割合を 0.1, 0.5, 1, 2 とした場合の破壊基準線はいずれも固着強度のない時 ($c=0$) の破壊曲線より上に位置する（図 3.3 B）。このことは、固着強度のない既存破断面の方が、固着強度を有する未破壊の状態よりも低い主応力比で再活動することを示す。

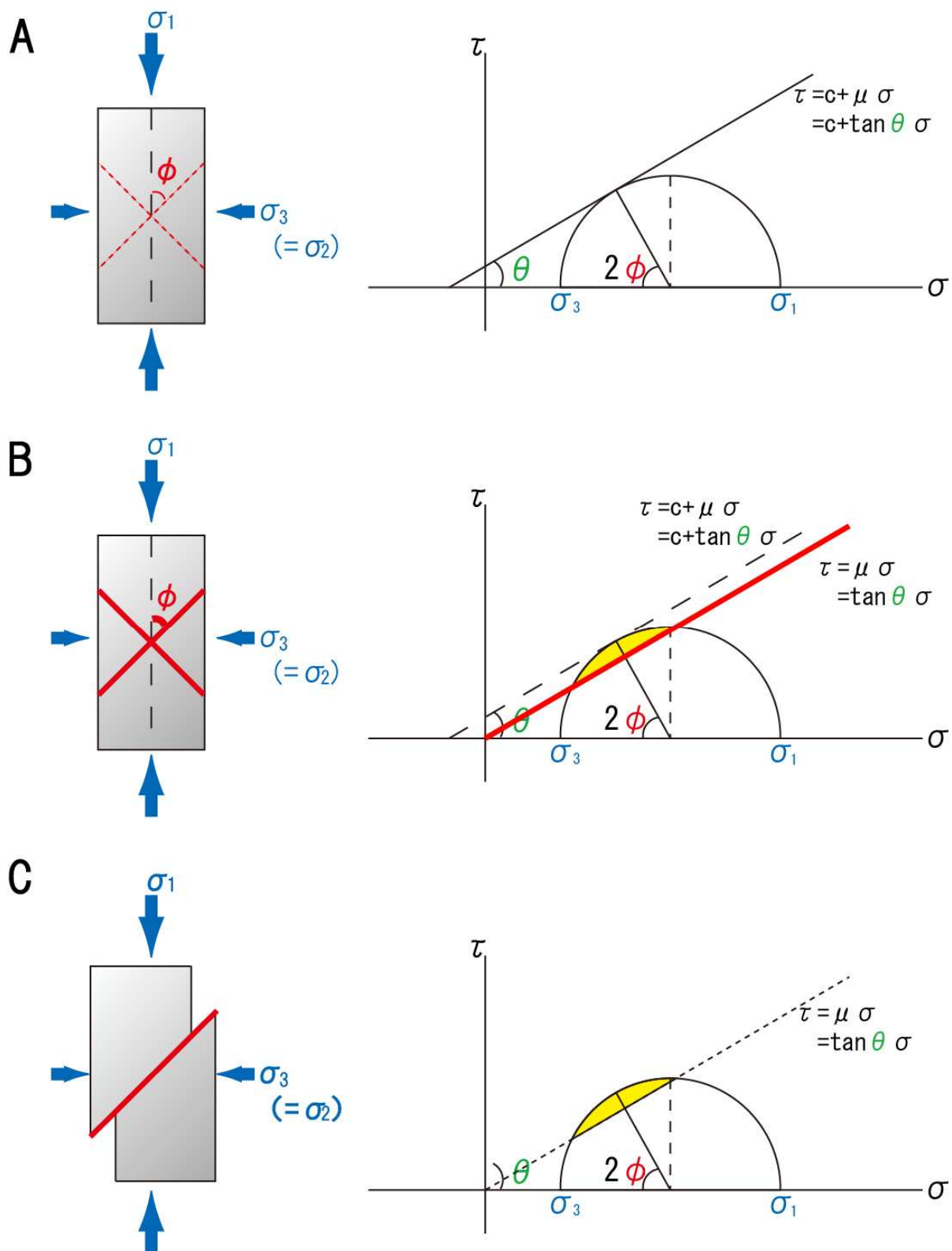
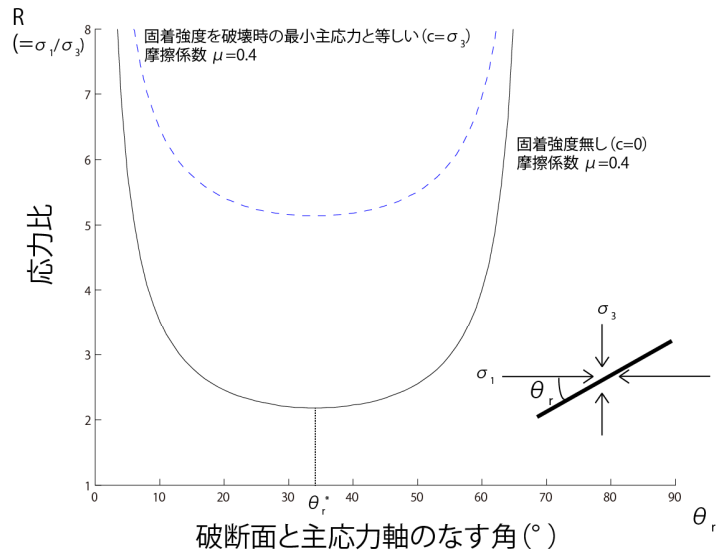


図 3.2 三軸圧縮試験における破断面の形成とクーロンの破壊基準の概念図。試料破壊時の応力状態と形成される破断面 (A)。試料破壊後の固着強度消失による強度低下 (B)。強度低下後の破断面の再活動 (C)。

A



B

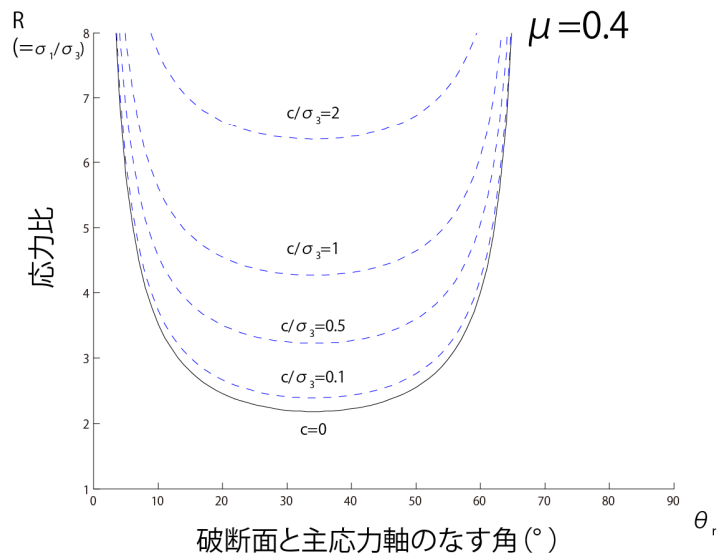


図 3.3 摩擦係数を 0.4 としたときのクーロン破壊基準の模式図. 固着強度無しの破壊基準線（実線）と固着強度を破壊時の最小圧縮主応力と等しいとしたときの破壊基準線（破線）（A）. 固着強度の大きさの違いによる破壊基準線の変化（B）.

3.2 個別要素法による付加体形成シミュレーション

本研究では個別要素法を用いて、最も基本的な付加体形成過程を再現する。個別要素法を用いた付加体形成シミュレーションは Miyakawa et al. (2010) に沿って行う (表 3.1, 図 3.4)。

3.2.1 粒子パラメータ

本研究では, Yamada et al. (2006) にならい, 個別要素法粒子の接触パラメータを決定した。Yamada et al. (2006) では付加体の形成過程を砂とマイクロビーズを用いて再現していることから, 本研究でも二種類の粒子を採用した。これらの粒子の物性を表 3.1 に示す。これらのパラメータは複数回の仮想三軸試験によって決定された。粒子 A は乾燥砂の物性に対応し, 粒子 B はマイクロビーズの物性に対応する。各粒子間には, 粘着力や粘性は入っていない。本研究で使用される粒径は実際の地質体を構成する粒子 (砂や岩石など) や, 従来のアナログモデル実験で使用されるアナログ材料 (砂やマイクロビーズなど) に比べて大きい, これまでの研究からこのような粒径を使うことで地質構造を再現することが可能であることが示されている (e.g., Saltzer, 1992; Burbidge and Braun, 2002; Strayer and Suppe, 2002; Finch et al., 2003; Yamada et al., 2004; Benesh et al., 2007)。構成する粒子の粒径は初生的な弱面を形成しないように, ばらつきを持たせている (図 3.5)。

表 3.1 粒子パラメータ。

	Particle A	Particle B
Radius (m)	12–30	6–10
Density(kg/m ³)	2650	2650
Grain shape	Circular	Circular
Shear drag coefficient	30	0.5
Internal friction angle (deg)	35	25

3.2.2 モデルセッティング

本研究での初期設定と計算条件は, アナログモデル実験において付加体の形成過程を再現するのに成功している Yamada et al. (2006) と同様とした。初期状態では堆積物は 40000m の幅で約 1000m の高さに積まれた粒子層である。下層は 100m の厚さで低い内部摩擦角を有する粒子 B が配置され, 力学的に弱いデコルマを再現している。上部の堆積層 (100m から 1000m) には粒子 A が配置されている。変形の様子を観察するため, この層は 100m 間隔で黄と青に着色したが, 物性差は無い。

セットアップされたモデルを図 3.4 に示す。モデルの境界として剛体壁が導入されている。底面を構成する剛体壁と粒子の間での摩擦は, 粒子 B 間の摩擦と同じものとし, 両側の剛体壁と粒子の間での摩擦は, 粒子 A 間の摩擦と同じものとする。底面を構成する剛体壁は水平に設置されている。図中左側の壁は移動壁とし, 十分遅い一定の速度 (0.0009 m/step) で右方へ変位し, 堆積層に短縮変位を加え, 付加体の形成過程を再現する。移動壁は底面から 60m のスリットを有し, このスリットにより最下層の粒子 B 層中に, プレート境界断層面 (デコルマ面) として水平なすべり面を形成する。本研究では, 図中左方を"移動壁側", 図中右方を"変形前縁側"と呼ぶ。

3.2.3 付加体内応力の計測

本研究では、付加体先端域における力学場を理解するために、付加体内での応力変化を計測する。応力の計測は、「測定円」を導入して、測定円内に存在する粒子に作用する粒子間接触力を領域平均し、測定円内の平均応力を求める事で行う（第2章 2.3.3）。本研究では、測定円の半径を 90m、測定円の中心距離を上下左右に 90m として、各計算ステップにおいて応力の計測を行った。また、地質構造の変形に対応した応力変化を捉えるために、トレーサーとして粒子を3つ定め、そのトレーサー粒子を中心とする半径 90m の応力を各計算ステップで計測した。各トレーサー粒子は初期状態ではいずれも深度 600m 付近に位置する。

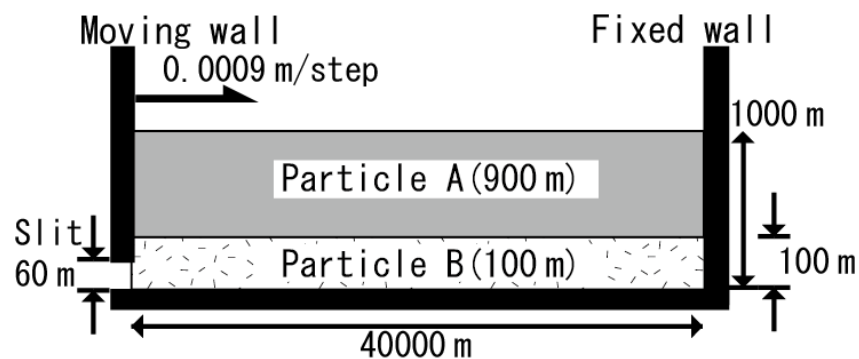


図 3.4 シミュレーションセッティング.

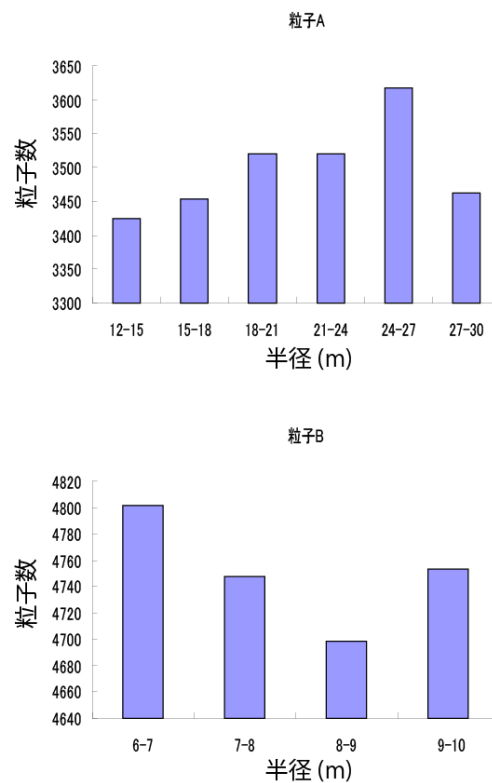


図 3.5 粒径分布.

3.3 シミュレーション結果

3.3.1 変形構造

個別要素法によって再現された地質体は、全体として変形前縁側傾斜の斜面を有するくさび形の形状をなす（図 3.6）。また、内部には移動壁側傾斜のスラストを含み、各スラストはデコルマから派生するように形成されている。シミュレーション終了時（18000m 短縮時）の結果において、斜面傾斜、フロントルスラストの傾斜、断層間隔はそれぞれ、 7.8° 、 34.3° 、2.8km であった（図 3.7；表 3.2）。

付加体先端においてフロントルスラストが形成されながら付加体が成長していく過程が再現された（図 3.6）。フロントルスラスト領域では、形成直後の断層が最も活発な断層であり、その断層が活動を停止すると同時に、新たな断層が形成される様子が観察された（図 3.6）。形成された順に断層に番号を振り、以下では代表的な断層として 3 番目の断層（#3 断層）の形成過程についてまとめる。堆積層表層の変形から、#3 断層は 8280m 短縮時点で作成されたことがわかる。#3 断層形成初期は、移動壁側傾斜の#3 断層（フォアスラスト）と、それに対して共役な変形前縁側傾斜のバックスラストが形成され、その 2 本の断層にはさまれる領域が隆起するポップアップ構造が観察される。この時の#3 断層の傾斜角は 33.5° を示す。その後、バックスラストの活動が小さくなり、#3 断層に沿って移動壁側のスラストシートが海溝側の堆積層にせり上がるデュープレックス構造が観察される。#3 断層はデュープレックス構造を維持したまま活動が続けるが、9990m 短縮時点に活動を停止するとともに、さらに変形前縁側#4 断層が形成される。しかし、18000 m 短縮時点において、#3 断層を境に上盤と下盤とでわずかに変形速度差が見られる。

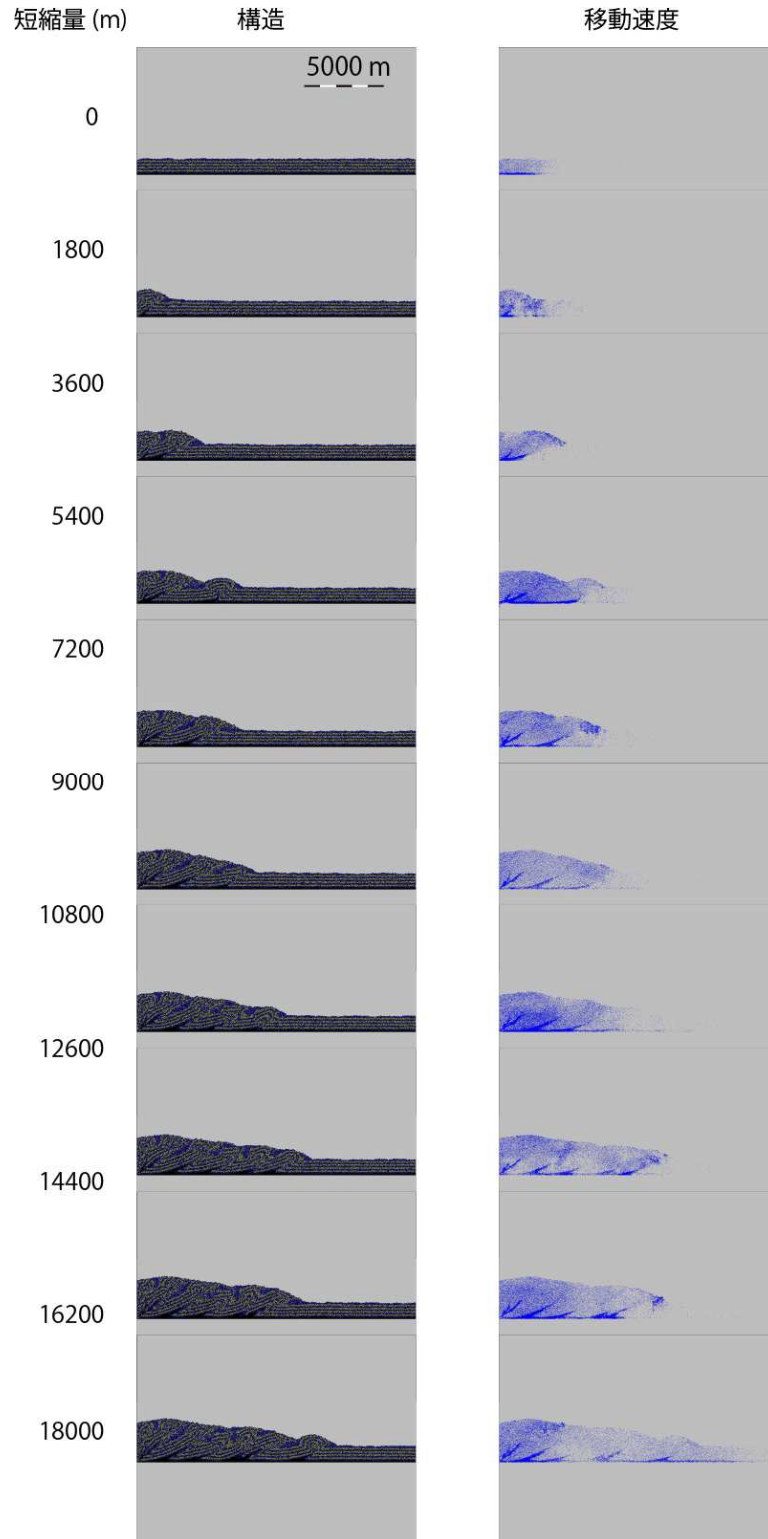


図 3.6 シミュレーション結果. 移動速度は各粒子の有する速度ベクトルを青色矢印にてあわらしている. 画像上では速度の大きな粒子群の集中する領域は濃い青が, 速度の小さな粒子群の集中する領域は薄い青あるいは無色が分布している様に見える. 断層活動のように境界で変位速度が異なるとき, 色のコントラストとして現れる.

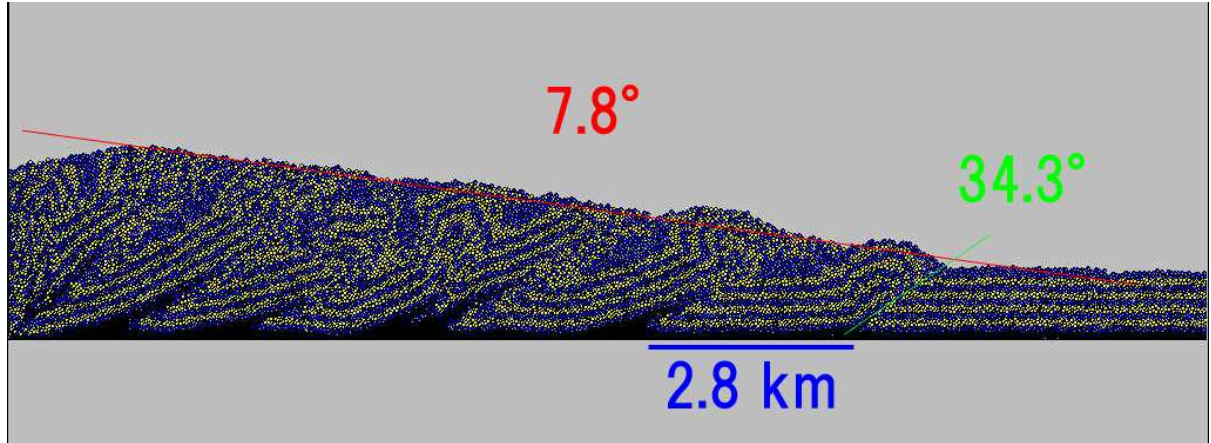


図 3.7 18000m 短縮時のシミュレーション結果. 図中赤い直線は付加体の斜面を表し, 斜面傾斜は 7.8° . 緑直線はフロンタルスラストを表し, 断層傾斜は 34.3° . 青い直線は付加体先端における断層間隔 (2.8km) を表す.

表 3.2 シミュレーション結果とアナログモデル実験の比較

	本シミュレーション (18000m 短縮時)	アナログモデル実験 (Yamada et al., 2006)
斜面傾斜	7.8°	9° - 14°
断層傾斜	34.3°	28° - 34°
断層間隔	2.8km	8.3cm (換算 2.1km)

3.3.2 付加体内応力分布と時間変化

付加体内および, 付加体より前方 (変形前縁側) の堆積層中での最大圧縮主応力軸の傾斜と主応力比を示す (図 3.8). モデルの初期状態において, 水平な堆積層中では最大圧縮主応力軸がほぼ鉛直方向に向き, 主応力比はほぼ 1 の等方的な応力場になっている. 変形が進展するにしたがって, 応力状態は変化する. 付加体より十分前方 (変形前縁側) の堆積層内では, 最大圧縮主応力の軸はほぼ鉛直方向, 主応力比もほぼ 1 の等方的な応力場である (図 3.8 初期状態). しかし, 海溝に接近するにしたがって, 最大圧縮主応力の軸は水平方向にむかって反時計回りに回転し, 主応力比も 4 以上に上昇する. フロンタルスラスト形成後は最大圧縮主応力の軸が変形前縁側に傾動し, 主応力比も 2 程度の低い値になる. 付加体の十分移動壁側では, 最大圧縮主応力の軸は再びほぼ水平な傾斜を示し, 主応力比は 2 程度の低い値を示す.

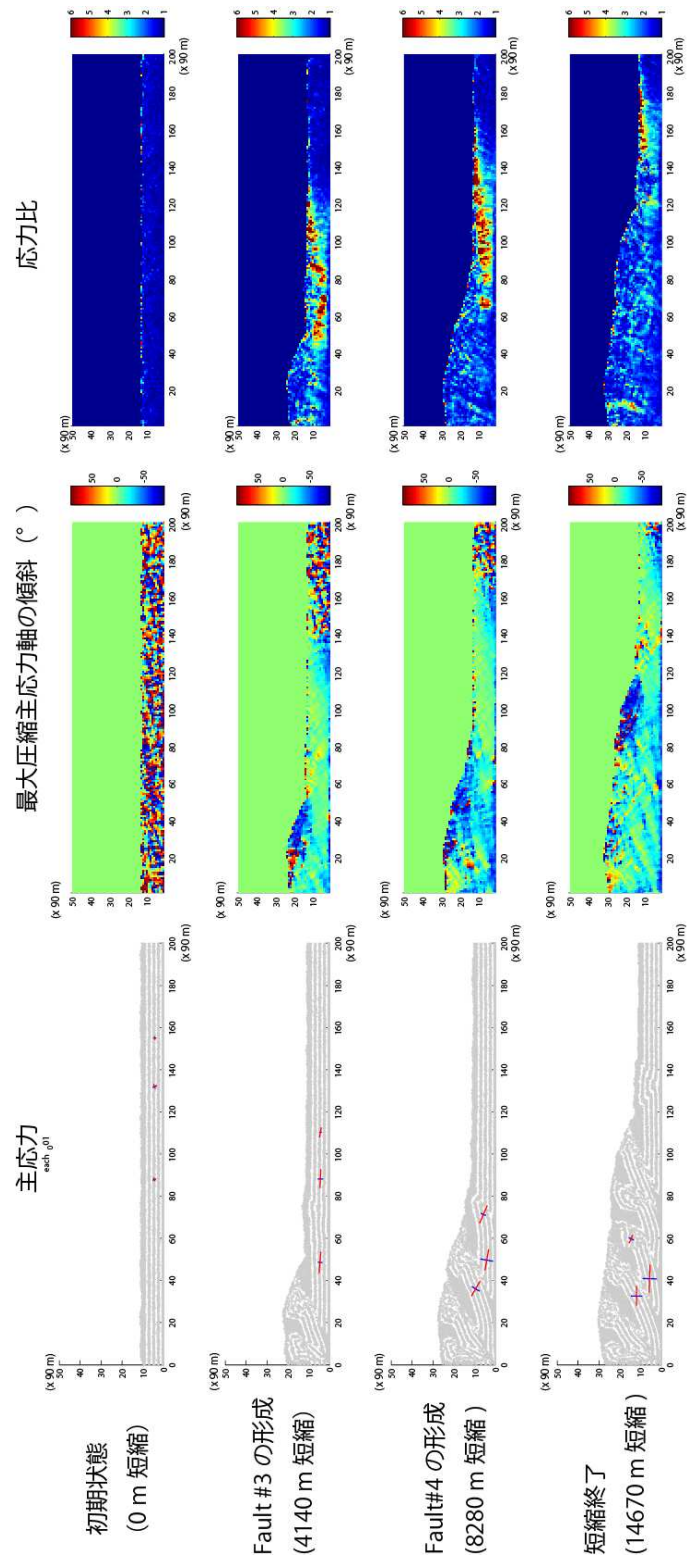


図 3.8 付加体内での応力状態

マーカー 3 点周囲の応力状態 (a). 図中赤線が最大圧縮応力, 青線が最小圧縮主応力の向きと大きさをそれぞれ表す. 付加体内の最大圧縮主応力軸の向き (b). 水平を基準 (0°) とし, 海側傾斜 (右傾斜) を負, 陸側傾斜 (左傾斜) を正とする. 付加体内の主応力比 (c). 各図における縦横の目盛は 1 目盛 90m.

3.3.3 付加体中の計測点の位置と応力の時間変化

付加体形成にともなう、トレーサーとして定めた3粒子の存在位置はそれぞれ下記のようにまとめられる(図 3.9)。まず一つ目のトレーサーAは、3本目の断層(#3断層)近傍の、上盤側の堆積層中に位置する。二つ目のトレーサーBは、#3断層近傍の下盤側に位置する。最後に三つめのトレーサーCは4本目の断層(#4断層)近傍の、上盤側に位置する。

3点のトレーサー粒子周囲の応力から、最大圧縮主応力の軸の傾斜と主応力比について次のような結果が得られる(図 3.10)。3本目の断層(#3断層)近傍の上盤において(トレーサーA)、最大圧縮主応力の軸は高角な状態からほぼ水平な傾斜に変化し、#3断層形成後に徐々に変形前縁側傾斜の高角を示す。#3断層が活動を停止し、4本目の断層(#4断層)が形成されると再び水平方向に向かって傾動する。一方主応力比は、#3断層が形成されるまで上昇し続けるが、#3断層形成後に急低下する。その後も低い主応力比をとり続ける。#3断層の近傍下盤の存在する粒子において、最大圧縮主応力の軸は一旦水平に向く(約 3600 m 短縮後)とシミュレーションを通してほぼ水平を保ち続ける。主応力比についても、#3断層形成前にわずかに上昇するが、#3形成後は徐々に低下しその後低い値(約 2)を維持する。#4断層近傍の上盤粒子において観測される、#4断層の活動に対する最大圧縮主応力の軸の向きや主応力比の変化は、#3断層の活動に対する#3断層近傍の上盤粒子のそれと同様の変化であった。すなわち、水平だった最大圧縮主応力の軸が#4活動時に変形前縁側に傾斜し、#4断層の活動停止とともに水平向きに傾動した。主応力比は、#4断層形成時に急低下し以後低い値を示す。

3.3.4 計測点の移動経路

トレーサーAについて、移動壁に対する相対移動経路を求めた(図 3.11)。トレーサーAは#3断層形成以前は、移動壁の移動(プレートの沈み込み)に伴って、徐々に移動壁に接近する。#3断層の活動時は徐々に移動壁に接近しながら上昇する。#3断層活動停止後は、#3断層活動時に比べ変位量は少ないものの、x方向に変位する期間(短縮量: 9990~13050, 13500~16290, 16650~)とy方向に変位する期間(短縮量: 13050~13500m, 16290~16650m)とに分けられる。

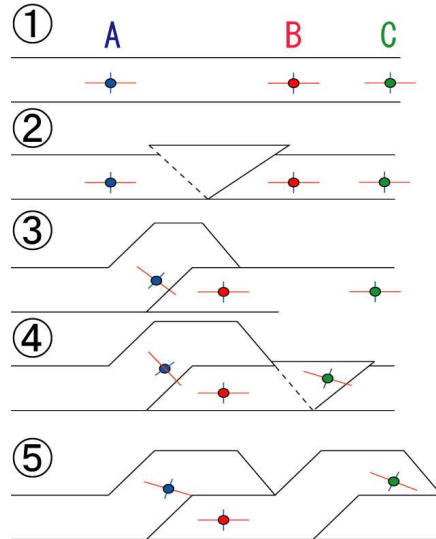


図 3.9 変形構造の形成と3つのマーカー (A,B,C) の位置. 図中左の○で囲まれた数字は, 変形過程の順序を表す.

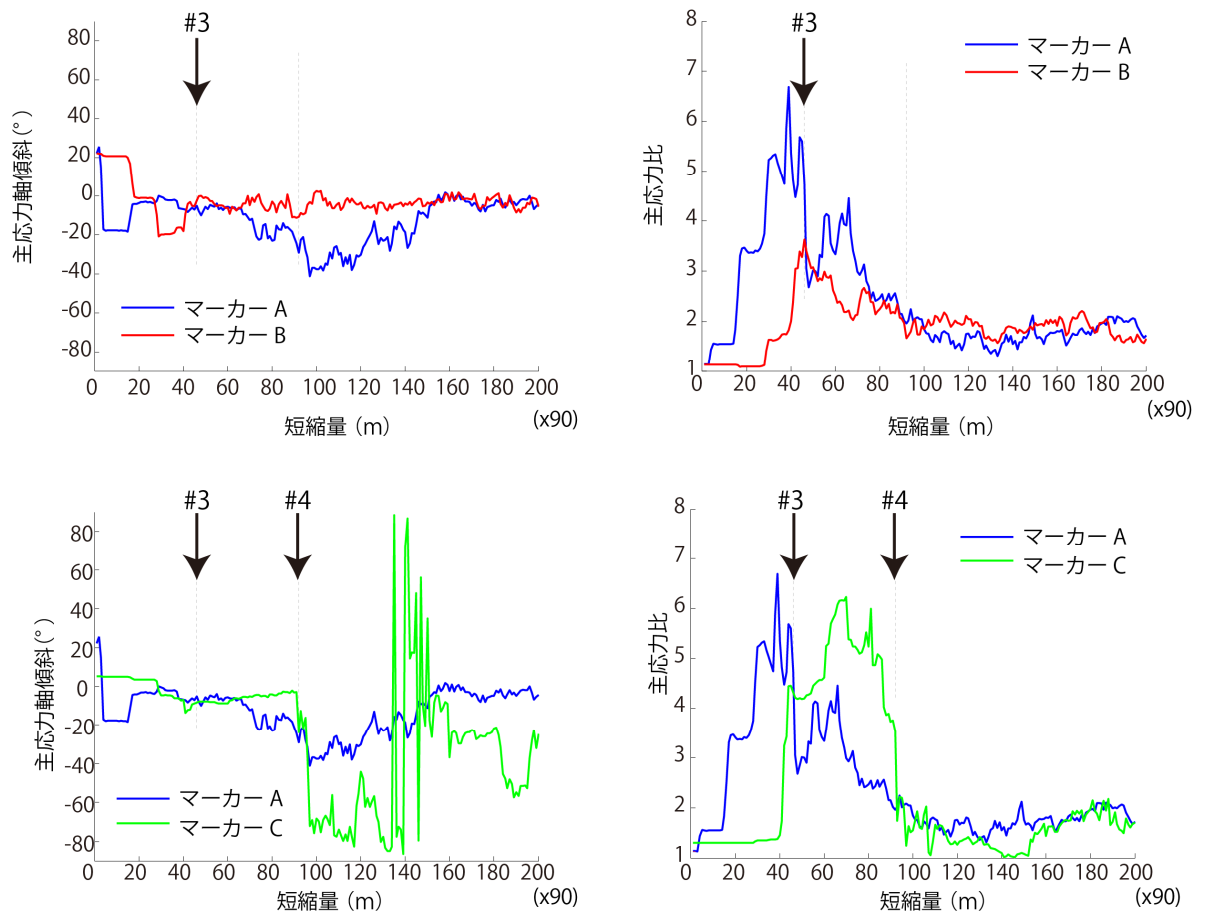


図 3.10 3 点のマーカーにおける応力変化

上図は左からそれぞれ, マーカーA (青線) およびマーカーB (赤線) の最大圧縮主応力軸の傾斜と応力比. 下図はそれぞれ, マーカーA (青線) およびマーカーC (緑線) の最大圧縮主応力軸の傾斜と応力比. 傾斜 (Dip) は水平を 0° とし, 移動壁側傾斜を正, 変形前縁側を負とする (図 3.8).

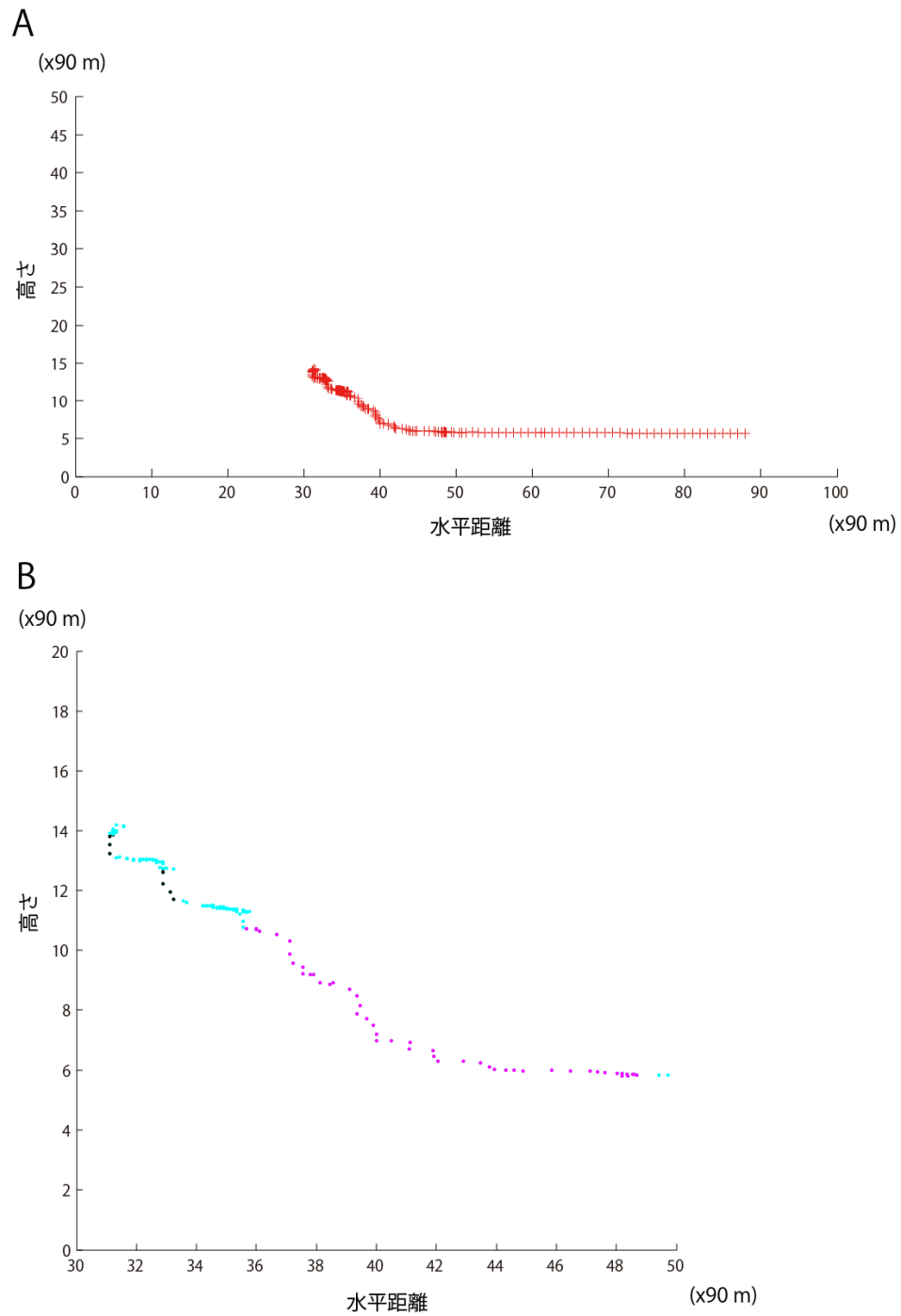


図 3.11 マーカーA の移動壁に対する相対座標. 横軸は移動壁からの相対的な距離を表し 1 目盛 90m である. 縦軸は底面の固定壁からの距離を表し 1 目盛 90m である. マーカーA の相対移動軌跡 (A). 図 A における横軸 30 から 50, 縦軸 0 から 20 の領域を拡大した図 (B). 図 B 中マゼンダのプロットは#3 断層活動時期 (8280-9990m 短縮) のマーカーA の相対位置. 黒のプロットは短縮量 13050-1350m と, 短縮量 16290-16650m の期間のマーカーA の相対位置.

3.4 考察

3.4.1 付加体形状と断層活動

本シミュレーションによって再現された付加体構造を、アナログモデル実験により再現された付加体の構造 (図 3.12) (Yamada et al., 2006) と比較することで、本シミュレーションの妥当性を検証する。アナログモデル実験において再現された付加体構造においても、デコルマを模擬するガラスビーズ層から移動壁側傾斜のスラストが形成され、それらの傾斜は 28° から 34° であり、断層の間隔は約 8.3cm であった (実スケールでは 2.1km 相当) (Yamada et al., 2006)。付加体の斜面の傾斜は 9° から 14° である (Yamada et al., 2006)。上記のアナログモデル実験における付加体の構造的特徴はそれぞれ、本シミュレーション結果とよく類似するものである (表 3.2)。このことから、本シミュレーションは上部地殻の変形挙動を再現する乾燥砂と、力学的弱面としてのプレート境界断層帯を再現するガラスビーズにそれぞれ対応する物理量を個別要素法粒子で再現することにより、アナログモデル実験と同等の構造をよく再現している。また、実際の付加体において取得された地震波反射断面で観察される地質構造 (図 3.13) (Moore et al., 2001) とよく類似することから、本シミュレーションは付加体構造の発達過程を再現しているものとみなせる。



図 3.12 アナログモデル実験によって再現された付加体 (Yamada et al., 2006)。

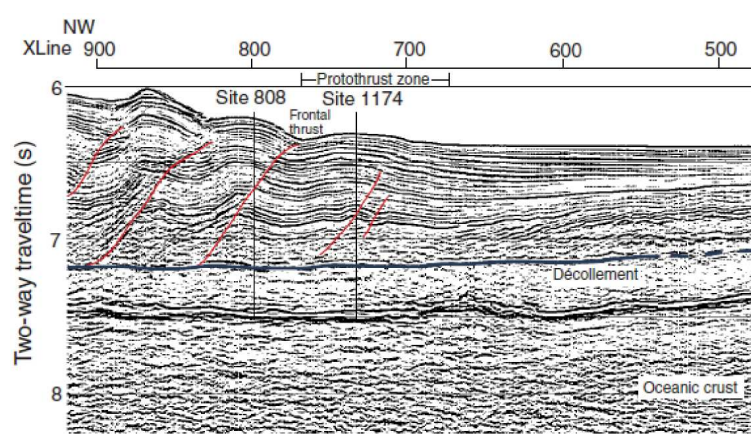


図 3.13 付加体前縁部の反射法地震波断面 (Moore et al., 2001)。図中赤線が付加体前縁部における断層を表す。図中に確認される断層は全てほぼ同じ傾斜を示す。

3.4.2 応力変化にともなう断層の形成と活動停止

再現された付加体の形成過程と、トレーサーを導入した3点での応力状態から(図 3.10), フロンタルスラスト周囲の応力変化と断層形成および活動停止の関連性について議論する. #3 断層の上盤近傍での応力状態は断層形成直前にはほぼ水平であり, 断層が形成されるまで主応力比は上昇し続ける(図 3.10). この状態で応力が岩石(地質)の破壊基準に達すると, 水平圧縮応力に対して最も弱い角度に断層面が形成される. すなわち, 形成された#3 断層は水平方向応力に対して最も活動度の高い断層であるといえる. しかし, 断層形成後は#3 断層の上盤近傍の最大圧縮主応力の軸は変形前縁側に向かって時計回りに回転し, #3 断層に対して高角な軸となる. このような断層形成と断層が不活性化するような応力の変化は#3 断層近傍の下盤側や, #4 断層近傍でも観測される(図 3.10).

これらの断層形成から停止に至る過程と周囲の応力状態の関係を, クーロンの破壊基準に基づいて議論するため, #3 断層について初期状態から活動停止までの断層傾斜とマーカーAにおける応力状態の関係を図 3.14 にプロットする. ここでは, #3 断層形成時の断層傾斜(33.5°)から#3 断層における摩擦係数を 0.4 とした(図 3.2). また, 破壊時の固着強度を仮に最小圧縮主応力(σ_3)と等しいとした曲線を破壊曲線とし, #3 断層形成後の固着強度を失った状態($c=0$)における破壊曲線とともにプロットした. 上記の破壊基準平面上に, 初期状態から#3 断層活動停止(9990m 短縮)までのマーカーAにおける応力状態をプロットする(図 3.14). これより, #3 断層形成前は主応力比の上昇に伴い, 固着強度を有する破壊条件を満たす応力状態に達する. #3 断層活動中は破壊時よりも主応力比が低下し, 断層に対してわずかに高角になるものの, 固着強度を失った摩擦滑り条件を満たす応力状態を維持する. #3 活動停止(#4 断層形成)直前には, 主応力比の低下と断層に対する主応力軸の高角化によって, 固着強度の無い破壊条件を満たさなくなる(破壊曲線外に出る). 断層形成後は断層に対して最大圧縮主応力の軸が高角になると, 断層が不活性になることはクーロンの破壊基準から明らかである. また, 同時に主応力比も, 断層形成後には著しく低下してしまい, クーロンの破壊基準においては断層の不活性化を引き起こす. すなわち, フロンタルスラストの不活性化は, 主応力軸の断層面に対する高角化と主応力比の低下の組み合わせによって説明される.

一方, #3 断層の活動停止直前に, #4 断層の周囲では主応力比の増加により断層が形成される. #4 断層形成後は, #3 断層の周囲で起きた応力変化と同様に, 主応力比の低下と主応力軸の変形前縁側への傾動が生じる. この変化により#4 断層は不活性になる. すなわち, 付加体前縁においては断層形成と応力変化を繰り返しながら, より前方に断層を形成して付加体が成長している.

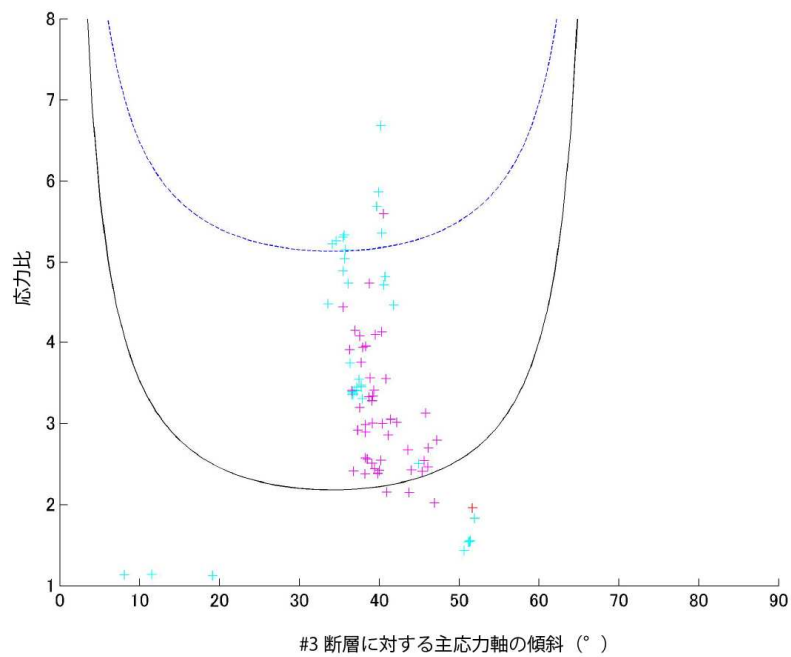


図 3.14 #3 断層活動停止までのマーカーA における応力状態と、摩擦係数 0.4 としたときのクーロンの破壊基準線。シアンのプロットは#3 断層形成以前の応力状態，マゼンダのプロットは#3 断層活動中の応力状態を示す。クーロンの破壊基準線はそれぞれ，固着強度無し（実線）と固着強度を破壊時の σ_3 と等しいと仮定（破線）。

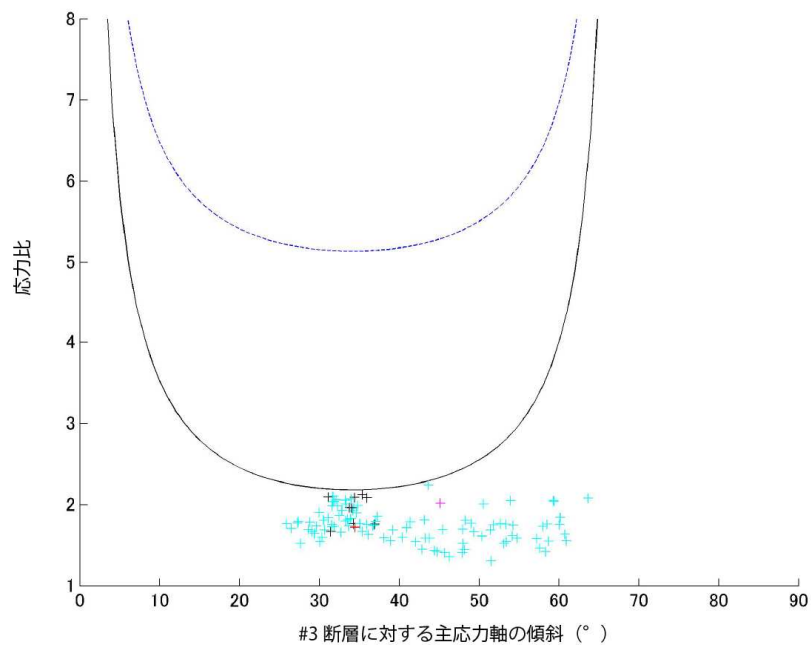


図 3.15 #3 断層活動停止後のマーカーA における応力状態と、摩擦係数 0.4 としたときのクーロンの破壊基準線。シアンのプロットは#3 断層形成後の応力状態，黒のプロットはマーカーA の相対位置が隆起傾向にある時の応力状態（図 3.12 (B) の黒プロット時に対応）を示す。クーロンの破壊基準線はそれぞれ，固着強度無し（実線）と固着強度を破壊時の σ_3 と等しいと仮定（破線）。

3.4.3 応力変化にともなう断層の再活動

上記では、断層活動の停止とそれにとまなう新規断層の形成について議論した。しかし、既存断層は一旦活動を停止しても再活動することが知られている (Sibson, 1985 ; Adam et al., 2005 ; Miyakawa et al., 2010)。既存断層の再活動は本シミュレーションにおいても短縮量 18000 m において、三本目の断層 (#3 断層) を境に上盤と下盤とで変形速度差が存在することから、この時 #3 断層が再活動していることが読み取れる。また、トレーサー A の位置プロット中に存在する 2 度の y 方向への変位は、この #3 断層の再活動にとまなう隆起に対応する。

ここでは #3 断層を例に、断層活動停止後の断層周囲の応力状態から断層再活動と応力の関係について議論する。断層活動停止後、マーカー A における応力状態は主応力比が低い値を保ちつつ、断層に対して高角になり、破壊基準からは十分遠い状態を維持する (図 3.15)。しかし、時間経過とともに、徐々に主応力軸角が低角になり、最終的に固着強度を失った破壊基準線に接している (図 3.15)。応力状態が破壊基準に達すると、すぐに主応力比が低下し、再び破壊基準を満足しない応力状態に戻る。この応力状態の破壊基準に達して再び離れる現象は 2 回繰り返され、そのタイミングは #3 断層の再活動時期と一致する。つまり、この短時間的な破壊基準を満たす応力状態により、近傍の断層活動が励起されていると考えられる。すなわち、断層周囲では一旦断層活動が停止するような応力状態になり、さらに変形前縁側に新たな断層を形成するが、その後再び応力が回復し再び断層が活動できる応力状態に達する。断層が活動をできる応力状態に達すると、断層が再活動し再び蓄積された応力を開放する。応力解放後は再び断層が活動できない応力状態に移行するので、再び断層活動は停止する。付加体内において、全体的に主応力比が低い等方的な応力状態が観察されていた (図 3.8)。これは、付加体内では主応力比が上昇すると、既存の断層面を再活動させることによって応力を解消していたことによって説明できる。

3.4.4 付加体内の応力分布の不均質性と変化

シミュレーション結果から付加体内の応力状態は空間的に不均質であり、時間的にも変化していることが明らかになった (図 3.8 ; 図 3.10)。これらの応力変化は、付加体の成長に伴って引き起こされたと考えられる (図 3.16)。具体的には、十分変形前縁側で観測される鉛直方向向きの応力は、堆積層内の正規圧密状態においてもたらされるものであり、付加体先端部の最大圧縮主応力の水平方向向きは、沈み込みにともなう水平方向の圧縮応力が卓越する結果であると推定される。また、付加体先端の最大圧縮主応力軸の傾動は断層の形成によって引き起こされるもので、付加体の十分移動壁側で観測されるほぼ水平な最大圧縮主応力の軸は、再び水平方向の圧縮応力が卓越するために形成されるものであると考えられる。付加体先端域でのフロントスラストの形成や、その活動停止とこのような付加体内の不均質な応力状態は互いに相互作用する関係にある。

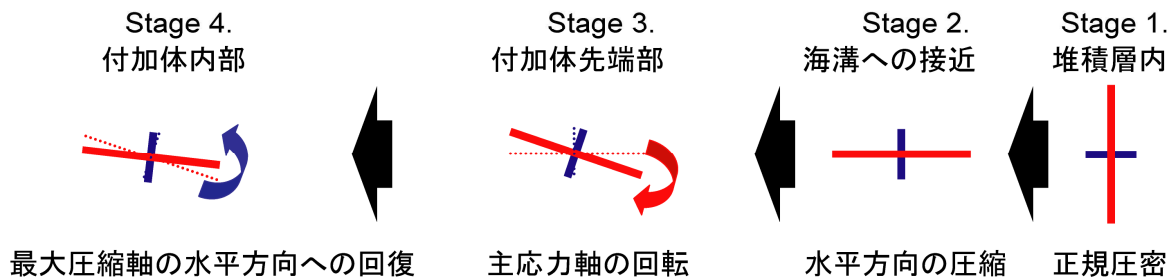
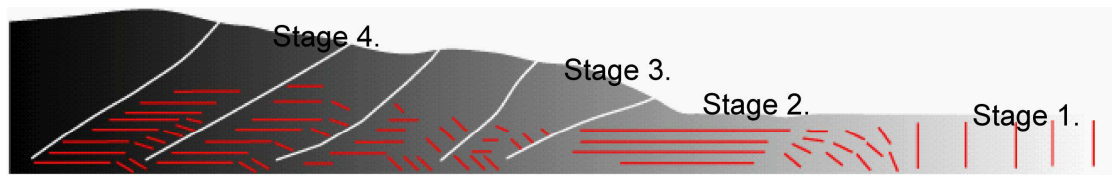


図 3.16 付加体中の応力状態の模式図。上図は付加体中の最大圧縮主応力軸の向きを表し、下図は各ステージにおける応力状態を表す。

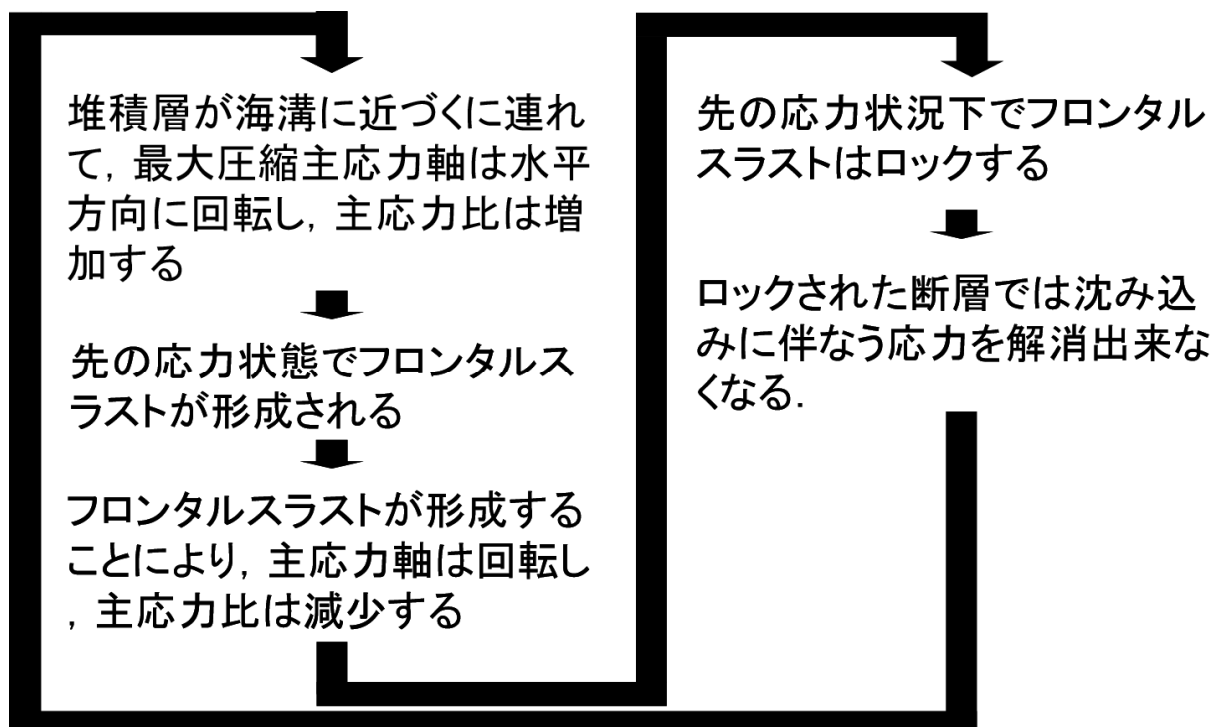


図 3.17 断層活動と停止サイクル。

3.5 結論

本研究では付加体の形成過程を再現し、内部の応力状態を計測することによって、フロンタルスラスト形成時の力学環境を明らかにした。まず、堆積層が海溝に近づくにつれて、最大圧縮応力軸は水平方向に反時計回りに傾動し、主応力比は増加する。このような応力状態でフロンタルスラストが形成される。しかし、フロンタルスラストの形成および活動に伴って、主応力軸は回転し、主応力比は減少する。その結果フロンタルスラストの活動度は低下する。フロンタルスラストの活動なしでは沈み込みにともなう応力を解消できなくなるので、応力がさらに海側の堆積層内に伝播し、新たな断層の形成に発展する（図 3.17）。一方、付加体の内部では、強度の低下している既存の断層面が、主応力比上昇時に再活動する。これにより、付加体内部では固着強度を失った地質の破壊強度（摩擦滑り）を超えた主応力比は維持できないため、比較的等方的な応力状態に保たれる。すなわち、付加体先端域において、フロンタルスラストによって、等方的な応力を有する付加体と異方的な応力状態にある海洋底堆積層とに区分されていることが明らかになった。

第4章 プレート境界断層の摩擦上昇が付加体構造に与える影響

4.1 付加体構造の不均質性とプレート境界断層の変化

4.1.1 付加体構造の不均質性

プレート収束帯に位置する付加体の幾何学は、臨界尖形モデルによって理解されてきた (Davis et al., 1983; Dahlen, 1984). 臨界尖形モデルとは、付加体は一様なくさび形状を示し、そのくさびの角度が付加体の内部摩擦係数とプレート境界の摩擦係数と間隙水圧によって支配されるという単純な静的力学モデルである (第2章 2.1.2 参照). しかしながら、先端から陸側に向かって斜面傾斜が変化するなど、天然の付加体の形状は起伏のある不均質なくさび形である. このような臨界尖形理論と現実の付加体との差異は、臨界尖形理論が付加体中の物性や変形を均質と仮定しているのに対し、現実の付加体は構成する物質や変形が不均一であるためだと考えられる (例えば, Lohrmann et al., 2003 や Kimura et al. 2007). そこで、本研究ではこのような付加体構造の不均質性を生じる力学的不均質性として、プレート境界断層 (デコルマ) における力学的な不均質性に着目する.

4.1.2 プレート境界断層における物性とせん断応力

断層活動時の断層面におけるせん断応力を仮に臨界せん断応力 (τ^*) とすると、臨界せん断応力 (τ^*) は次式で表される.

$$\tau^* = C_0 + \mu(\sigma_n - p_f) \quad (4.1)$$

ここで、 C_0 は固着強度、 μ は摩擦係数、 σ_n は底面に作用する鉛直応力、 p_f は間隙水圧である. 摩擦係数は次式のように内部摩擦角 (ϕ) によって表される.

$$\mu = \tan \phi \quad (4.2)$$

粘着強度 (C_0) は付加体構成物 (珪質な堆積物) において、十分値が小さくなるので無視できる (Davis et al., 1983) と考えられている. それゆえ、断層面における臨界せん断応力は、摩擦係数、鉛直応力と間隙水圧によって支配される事になる. 付加体先端域で沈み込むプレートとの境界をなすプレート境界断層 (デコルマ) が定常的に活動しているとする、付加体底部 (デコルマ沿い) のせん断応力 (τ_b) はこの臨界せん断応力と等しい ($\tau_b = \tau^*$) (Davis et al., 1983) (第2章 2.1.1).

付加体先端域のデコルマは周囲より高い間隙水圧を有する (Moore, 1989, Tsuji et al., 2008), あるいは低い摩擦係数を有する粘土が集中している (Vrolijk, 1990; Deng and Underwood, 2001) と考えられている. デコルマにおいて周囲より高い間隙水圧が存在した場合、式 (4.1) において p_f が高い値をもつことに対応し、デコルマ沿いの臨界せん断応力は低下する. また、デコルマに低い摩擦係数を有する粘土が集中している場合、式 (4.1) において μ が低い値をもつことに対応し、デコルマ沿いの臨界せ

ん断応力は低下する．すなわち，高間隙水圧と低い摩擦係数を有する粘土が集中しているいずれの場合においても，デコルマ沿いの臨界せん断応力が低くなることになる．そのため，デコルマは周りよりも断層活動しやすい，力学的弱面として付加体下に存在すると考えられる．

一方，付加体下のデコルマにおける間隙水圧は一定ではなく，陸側に向かって間隙水圧が低下すると指摘してされている．Bangs et al. (2004) は室戸沖付加体の 3 次元地震波探査記録から，デコルマ面において沈み込み方向に向かって間隙水圧が低下している事を指摘した．デコルマ面に対応する反射面の反射波振幅は，付加体先端において強い負の値を示し，音響インピーダンスの逆転が確認された．これは，デコルマ下に周囲より高い間隙水圧（異常高間隙水圧）によって引き起こされる．一方，同一のデコルマ面における反射面を陸側にたどると，反射面の反射波振幅の絶対値が低下し，最終的に振幅は 0 に至る．これは，逆転していた音響インピーダンスの差が陸側に向かって小さくなることを示し，異常高間隙水圧が陸側に向かって失われている事を示す（図 4.1）（Bangs et al., 2004）．このような陸側に向かってデコルマ沿いの間隙水圧が低下する現象は，付加体の形状，沈み込み速度，全体の浸透率，脱水反応にともなう流体の移動を考慮した静的な水理学モデルに基づく圧密量の推定によっても支持されている（Saffer and Bekins, 1998）．同様の間隙水圧の変化は，ペルー沖の付加体においても数値シミュレーションから指摘されている（Matmon and Bekins, 2006）．

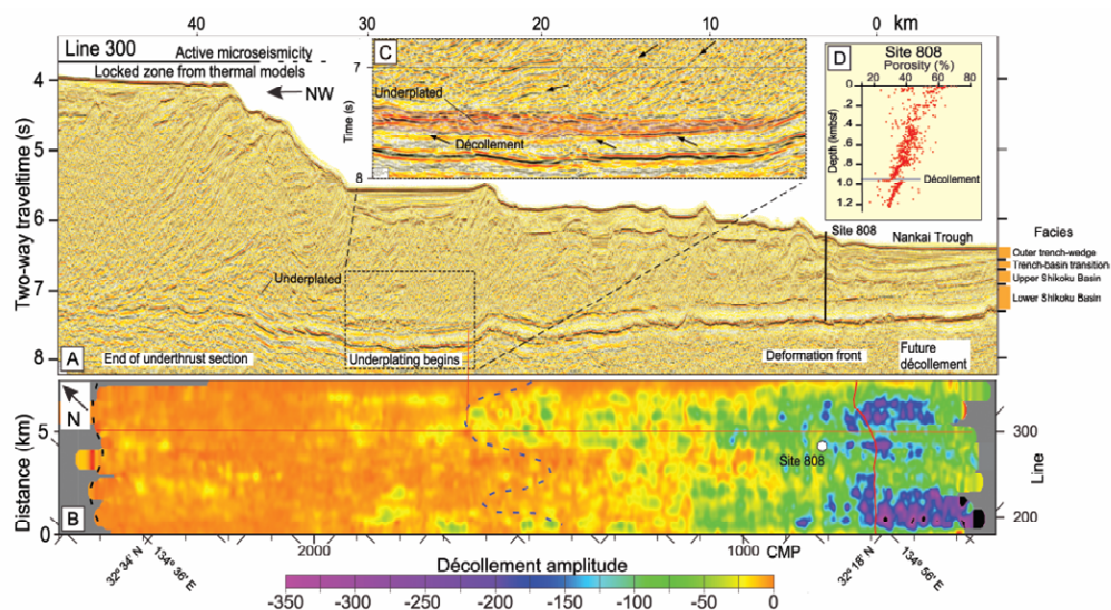


図 4.1 室戸半島沖における南海トラフ付加体の地震波探査断面 (A)．デコルマにおける反射波の振幅分布 (B) 底付け (underplating) がおきている領域のデコルマの拡大図 (C)．Site808 における間隙率の分布 (D)（いずれも Bangs et al., 2004）．

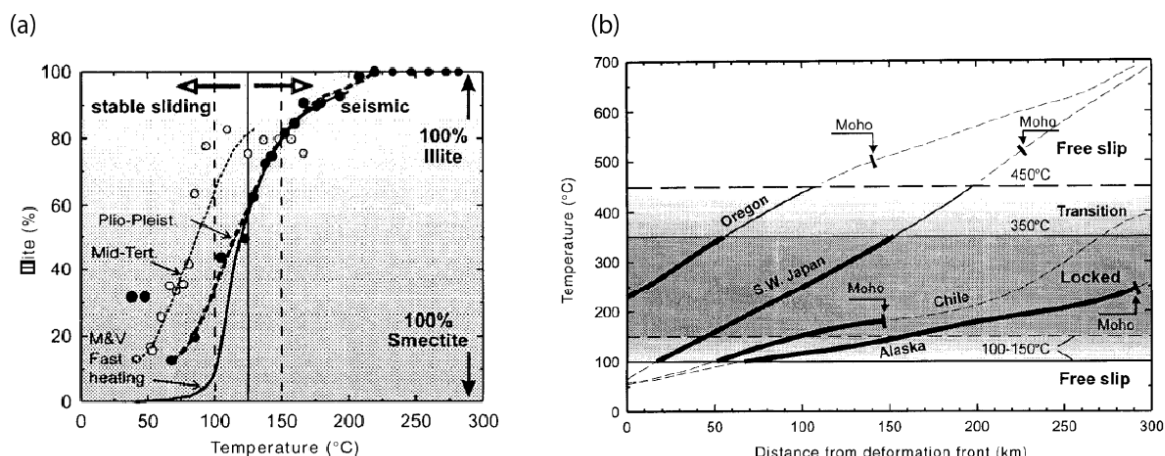


図 4.2 温度の関数としてのスメクタイト族のイライト/クロライド化 (a) と、沈み込み体の温度構造と地震発生帯 (b) (共に Hyndman et al., 1997).

デコルマ沿いの物性変化は、構成する物質の物性変化によっても起こりうる．例えば、プレートの沈み込みにともなう温度上昇は、構成する粘土鉱物の変質を引き起こし物性を変化させる．地質中に含まれる粘土鉱物であるスメクタイト族は、100-200°C程度でイライト/クロライトへ変化し、堆積物自身の強度は大きく増加する（図 4.2）（Hyndman and Wang, 1993）．このような変化が、多くの付加体において指摘されている（Hyndman and Wang, 1993; Hyndman et al., 1995, 1997; Oleskevich et al., 1999）．

一般に付加体は陸側に向かって厚くなるくさび形状であるため、陸側に向かうにしたがってデコルマに作用する鉛直応力は上昇し、それに伴ってせん断応力も上昇する．しかし、上記のようなデコルマ沿いの間隙水圧の低下や、物質の変質にともなう摩擦の上昇によりせん断応力はさらに上昇する．付加体先端域から陸側に向かって間隙水圧が低下する場合、式 (4.1) において高かった間隙水圧 (p_f) が低下することに対応し、デコルマ面沿いの臨界せん断応力の増加をもたらす．また、構成物質の変質により摩擦係数 (μ) が上昇した場合も、デコルマ面沿いの臨界せん断応力が増加する．すなわち、付加体が厚くなる事による上載荷重（鉛直応力）の増加以外にも、上記のいずれの場合もデコルマ沿いの臨界せん断応力を陸側に向かって上昇させることを示す．

そこで本研究では、付加体下のプレート境界断層沿いの臨界せん断応力を増加させる摩擦係数の増加を数値シミュレーションにより再現し、その摩擦係数の増加が付加体構造に与える影響を明らかにする．個別要素法により、プレート境界断層の摩擦係数を一定としたモデルと、摩擦係数をプレート沈み込み方向に増加させたモデルをそれぞれ作成し、形成された付加体構造を比較することで、プレート境界断層沿いの摩擦係数の上昇が付加体形状に与える影響を評価する．また、モデル化された海山の沈み込みなど、プレート境界断層沿いの摩擦係数上昇以外の要因による変形構造と比較し、プレート境界断層の摩擦係数の上昇による構造変形特有の地質構造を明らかにする．最後に、シミュレーション結果と自然界の地質構造を比較することで、自然界のプレート境界断層における物性変化について論じる．

4.2 個別要素法による付加体のシミュレーション

基本的な初期条件や計算条件は第2章で実施した付加体形成モデルと同様とした。ただし、本研究の目的を鑑みて、一つは"摩擦一定モデル"、もう一つは"摩擦増加モデル"の二つのタイプのモデルを作成した。

4.2.1 摩擦一定モデル

初期設定と使用する粒子パラメータは第3章で行った付加体形成モデルの設定と同一である（表4.1）。初期状態で堆積物は40000mの幅で約1000mの高さに積まれた粒子で再現される。最下層は100mの厚さで低い内部摩擦角を有する粒子Bが配置されている。この内部摩擦角の低い粒子B層により、摩擦一定モデルにおいてプレート境界断層（デコルマ）の臨界せん断応力は上部の堆積層より低く保たれる。上部の堆積層（100m から 1000m）には粒子Aが配置されている。変形の様子を観察するため、粒子Aの層（100m から 1000m）には、100m 間隔で黄と青に着色しているが、それぞれの色で物性差は無い。第3章の付加体形成モデルと同様、スリットを有する移動壁を一定速度で移動させる事により、プレートの沈み込みにともなう堆積層の剥ぎとりと付加体形成過程を再現する。ただし、移動壁の速度を（0.009 m/step）とした（図4.3）。

表 4.1 粒子パラメータ

	Particle A	Particle B	Particle C
Radius (m)	12-30	6-10	6-10
Density(kg/m ³)	2650	2650	2650
Grain shape	Circular	Circular	Circular
Shear drag coefficient	30	0.5	0.5-30
Internal friction angle (deg)	35	25	25-35

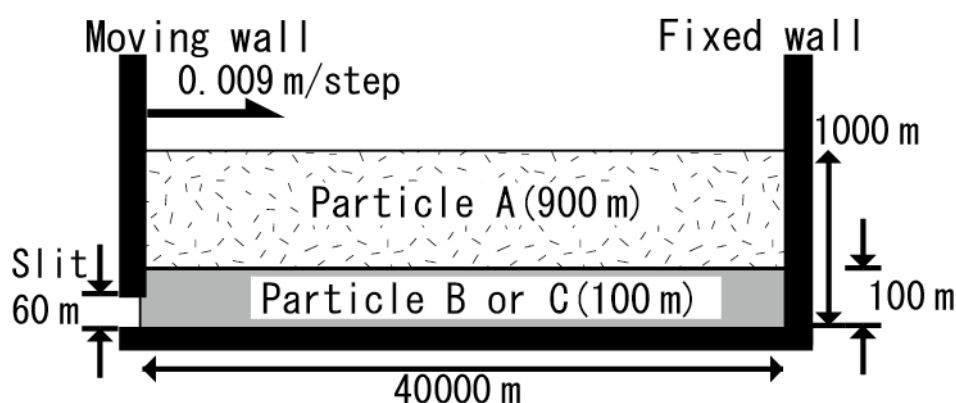


図 4.3 モデルセッティング。摩擦一定モデルにおいて、最下層に粒子 B を配置。摩擦増加モデルにおいて、最下層に粒子 C を配置。

4.2.2 摩擦増加モデル

摩擦増加モデルの基本的な初期設定と計算条件は上記の摩擦一定モデルと同一であるが、下層には粒子 B の代わりに粒子 C を配置し、デコルマ沿いの摩擦係数を移動壁側（陸側）に向かって増加させて（表 4.1; 図 4.3）、デコルマ沿いのせん断応力の上昇を再現する。実際の付加体において、デコルマ沿いの臨界せん断応力の変化は間隙水圧や構成物質の摩擦特性を含め複合的な要因によって決定していると考えられ、変化している領域範囲やその変化量を定量化することは困難である。そのため、それらを忠実に再現するシミュレーションは現実的に不可能である。そこで、本研究では下記の仮定と単純化により臨界せん断応力の上昇をモデル化した。

現実の付加体で起きている変質にともなう摩擦係数の上昇と、間隙水圧の減少はそれぞれ異なる地質現象であるが、いずれも臨界せん断応力を増加させる地質現象である（第 4 章 4.1.2）。そこで、本研究では臨界せん断応力の上昇は摩擦係数の上昇のみによって再現することとする。すなわち、プレート境界断層（デコルマ）に配置した粒子 C の摩擦係数を上昇させることで、臨界せん断応力の上昇を再現する。

現実の付加体において臨界せん断応力が上昇する領域の範囲は明らかになっていない。しかし、付加体が自己相似的に成長するとき、臨界せん断応力に作用する間隙水圧の分布が変形部先端からの距離で表現されることから（Saffer and Bekins, 1998）、本研究でも付加体先端からの距離に対応して、デコルマ沿いの物性が変化するように調整する。具体的には、複数のテストを行い粒子 C の摩擦が、付加体の先端から一定（約 5000m）の距離でデコルマの物性変化が開始し、摩擦上昇が一定の距離（約 3000m）で完了する、粒子間摩擦係数を上昇させる割合を決定した。

本研究では間隙水圧の減少量や物質変化にともなう摩擦上昇量を定量的に再現するのではなく、摩擦係数を低いエンドメンバーから、高いエンドメンバーまで変化させる事で、デコルマの臨界せん断応力の上昇による地質構造変形へ影響を顕在化させる。具体的には、粒子 C の粒子間摩擦を 0.5 から 30 に上昇させることで、粒子 C 群の内部摩擦角を粒子 B 群と同様の内部摩擦角（25°）から、粒子 A 群と同様の内部摩擦角（35°）まで連続的に増加させた。

具体的な粒子 C の摩擦係数の変化は下記の手順で行った。最下層を構成する粒子 C は水平方向に 45m 毎に、890 個のグループに分割されている。シミュレーション開始後、移動壁が 4500m 移動後（500,000 step 後）から、移動壁 90m 短縮毎（10,000 step 毎）に下記の式（4.3）にしたがって各グループの摩擦係数を上昇させる（図 4.4）。

$$f_n^T = 0.25 \times (3T - n + 6) \quad (4.3)$$

$$T = \left\lceil \frac{t - 500000}{10000} \right\rceil \quad (4.4)$$

ここで、 n は各グループのグループ番号、 t はシミュレーション中で使用されているタイムステップ、 T は式（4.4）で表される t の関数、 f_n^T は n と T の関数で表される各グループの摩擦係数である。各グループの摩擦係数の上限は 30（内部摩擦角 35°）とした。シミュレーション中移動壁の移動に伴って、最下層（粒子 C 層）は大きく変形し、一部の粒子は付加体内にとりこまれるため、最初に設定されたグループも変形し、微視的には摩擦変化領域は長方形の領域ではなく変形したものになる（図 4.5）。

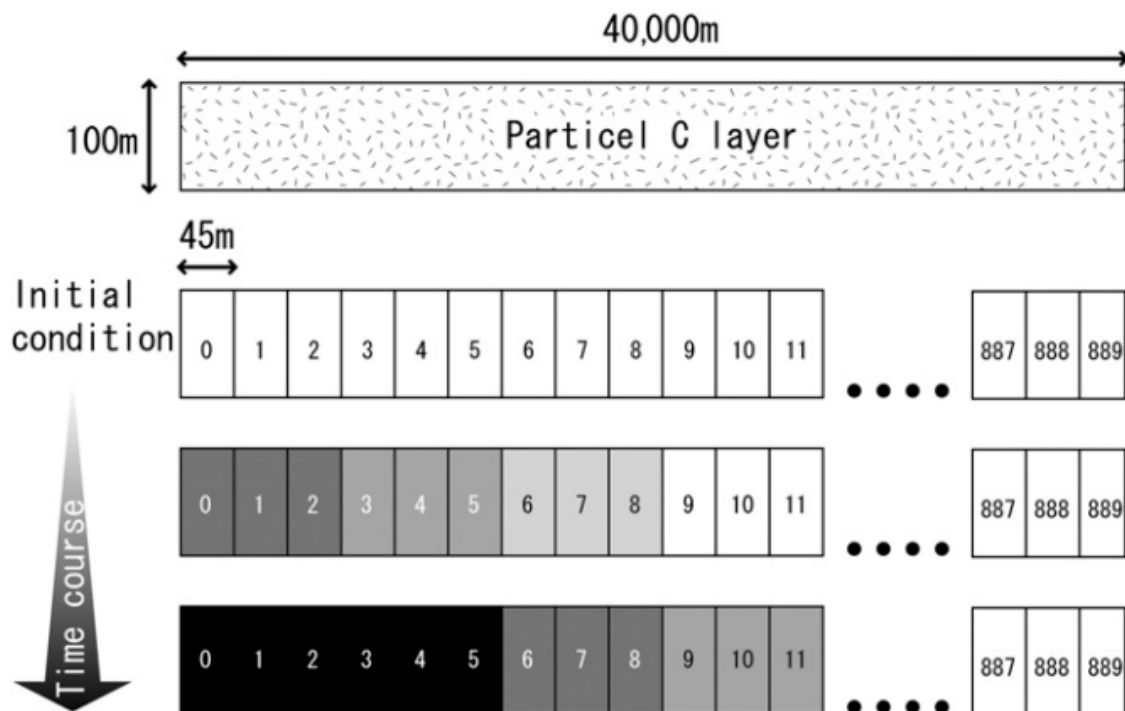


図 4.4 摩擦増加モデルにおける，粒子 C 層の摩擦上昇の模式図．長方形領域の色の濃さは各領域に含まれる粒子群の摩擦係数の大きさを示す（色が濃くなるにしたがって摩擦係数が上昇する）．長方形領域内の数字がそれぞれの領域のグループ番号を表す．各グループ内の粒子の摩擦係数が式（4.3）と（4.4）にしたがって増加する．

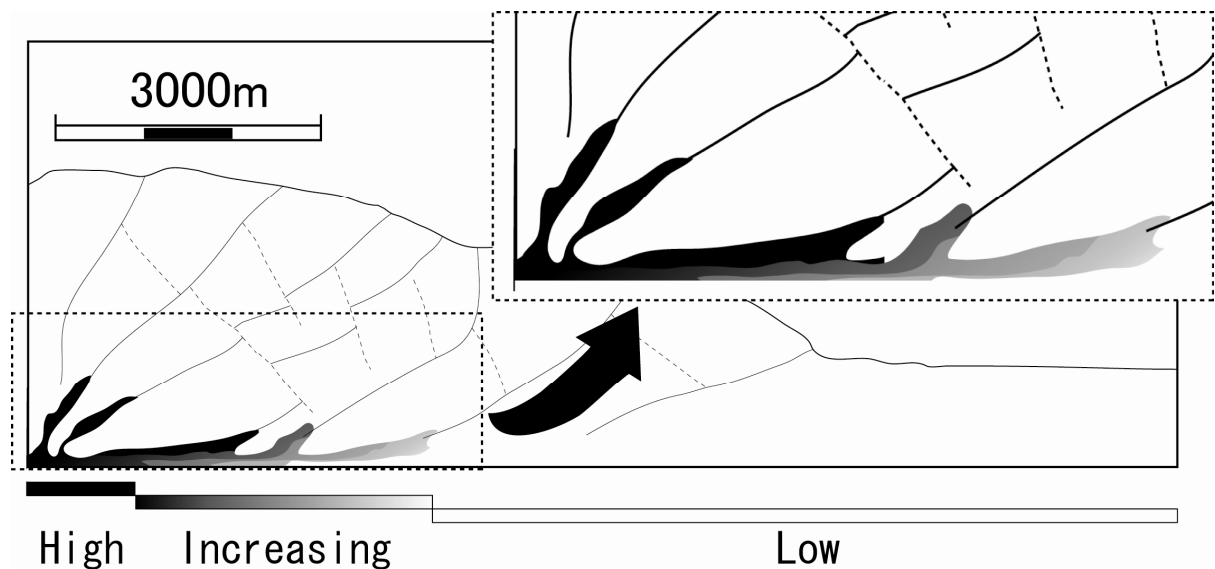


図 4.5 モデル内での粒子 C 群の摩擦上昇の様子．色が濃さに比例して摩擦係数が高い．初期状態では図 4.2 に示すような長方形領域で表されるグループ分けになっているが，シミュレーションが進展するにしたがって，長方形領域はせん断変形するとともに，一部付加体内に取り込まれる．

4.3 シミュレーション結果

4.3.1 変形様式

摩擦一定モデルにおいて、シミュレーション結果は全体的にくさび形を示し、内部構造は典型的な fold-and-thrust 構造を示す (図 4.6)。形成される断層群は移動壁側傾斜でデコルマ面から発達し、変形前縁側に向かって進展している (図 4.6)。シミュレーションを通して、常にフロントスラスト (最も変形前縁側の断層) が最も活動的である。変形過程において形成されていた断層は、再活動しながら移動壁側に反時計回りに回転する。9000m 短縮後から小さなバックスラストが形成され始め、これらの活動に伴って、それより前に形成されていた移動壁側傾斜のスラストの傾斜がわずかに急になる。

摩擦増加モデルも、全体的な変形様式は一般的な付加体の形状を示す (図 4.7)。このモデルにおいても、バックスラストは 9000m 短縮後から形成され始める。移動壁側の (古い) スラストシートは、バックスラストの活動により強い変形を受ける。特に、左側から 4 番目と 5 番目のスラストシートは (図 4.7, 13500-18000m 短縮時) は強く変形をしている。このような強い変形は、摩擦が上昇しているデコルマの直上に集中する。付加体の成長に伴って、移動壁側傾斜の断層は反時計回りに回転する。これはスラストの先端 (海底面付近) において特に顕著であり、同時にバックスラストの活動による変形を受けている。特に、5 番目のスラスト (図 4.7) は 13500 から 15750m 短縮時に大きく変形している。15750m 短縮後、変形前縁側の斜面傾斜に比べて移動壁側が急になる、僅かな斜面傾斜の変換点が観察される。この斜面の急変は 18000m 短縮後に 6 番目のスラストの先端部に移る。変換点を境に、移動壁側と変形前縁側の斜面傾斜の違いは短縮の進行にともなってより顕著になる。18900m 短縮後、5 番目のスラストの底部と 6 番目のスラストの上部が、新たに形成された逆断層によって接続される (図 4.7, 20250 から 22500m)。接続された断層はシミュレーション終了時 (22,500m 短縮) まで、新たな一つの断層として活動を続ける。この接続された断層は、接続直後は S 字状の形状をしているが、自身の変位に伴って徐々に平坦な断層面へと変化する。接続された断層の下盤側では変形前縁側のスラストシートが、接続された断層の活動に伴って底付けされている (図 4.8)。

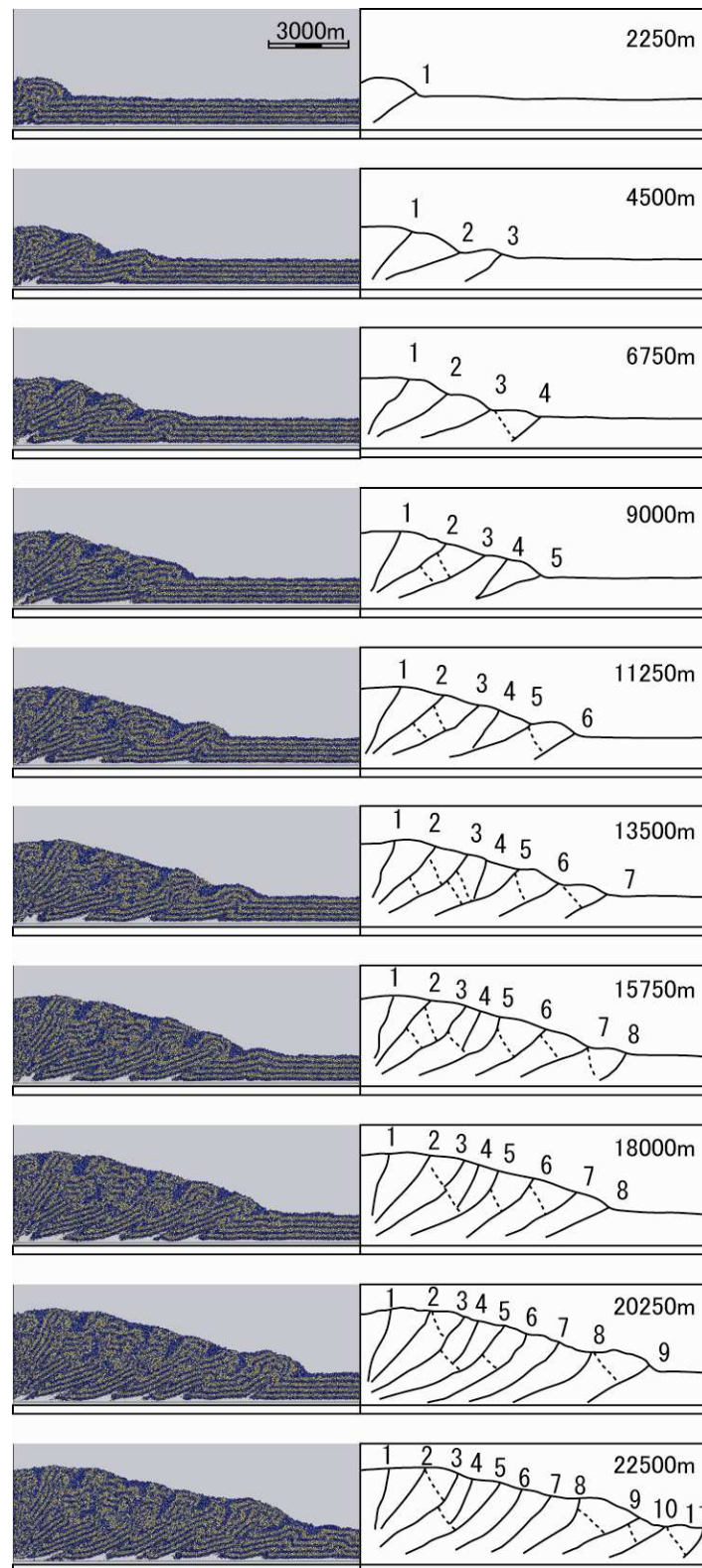


図 4.6 摩擦一定モデルのシミュレーション結果（左）と構造模式図（右）。構造模式図中の数字は短縮量を表す。構造図中の実線はスラストを表し、破線はバックスラストを表す。断層に振られた番号は、各断層が形成された順序をあらわす。

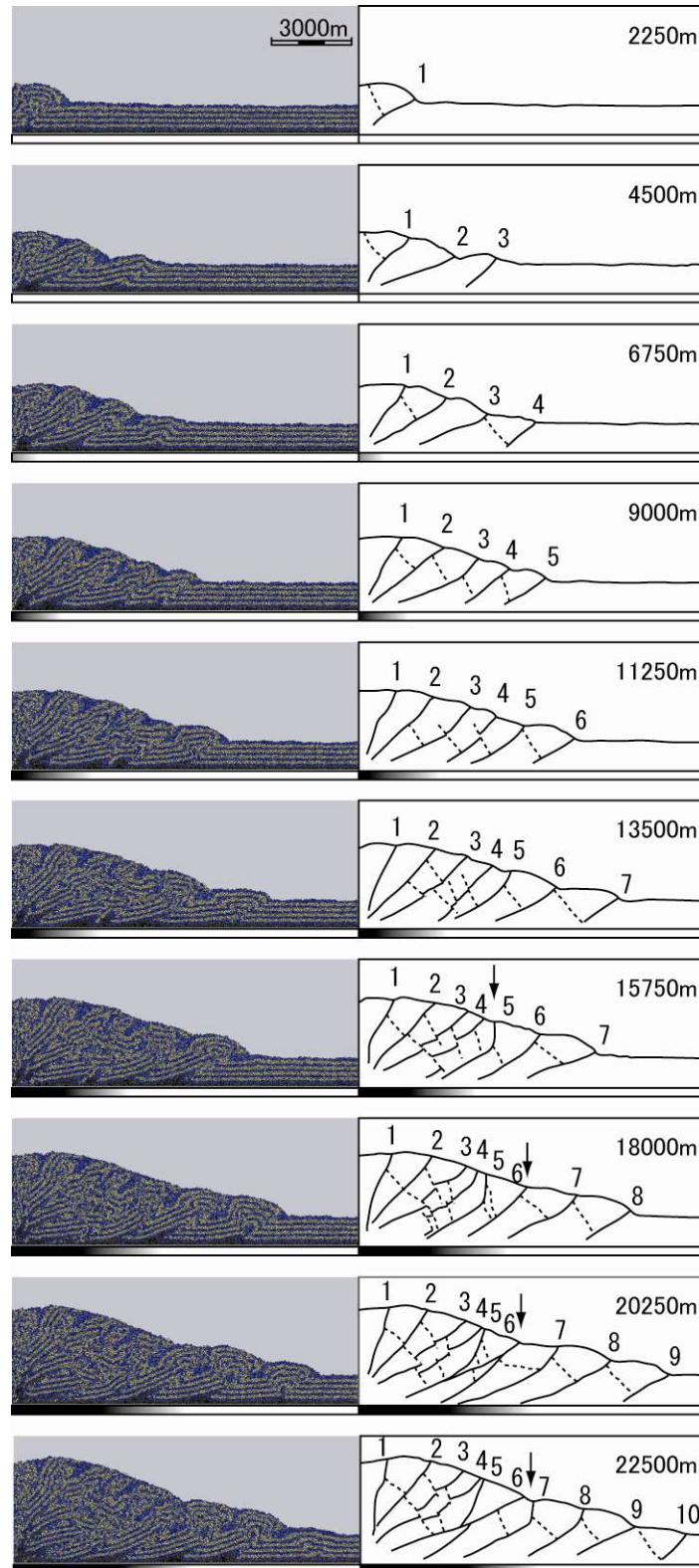


図 4.7 摩擦増加モデルのシミュレーション結果（左）と構造模式図（右）。構造模式図中の数字は短縮量を表す。図下部に配置されたグレースケールバーは、粒子 C 群の内部摩擦角の大きさを表す（白=25°→黒=35°）。構造図中の実線はスラストを表し、破線はバックスラストを表す。断層に振られた番号は、各断層が形成された順序をあらわす。15750m 短縮以後に表示される矢印は、斜面傾斜の変換点の位置を示す。

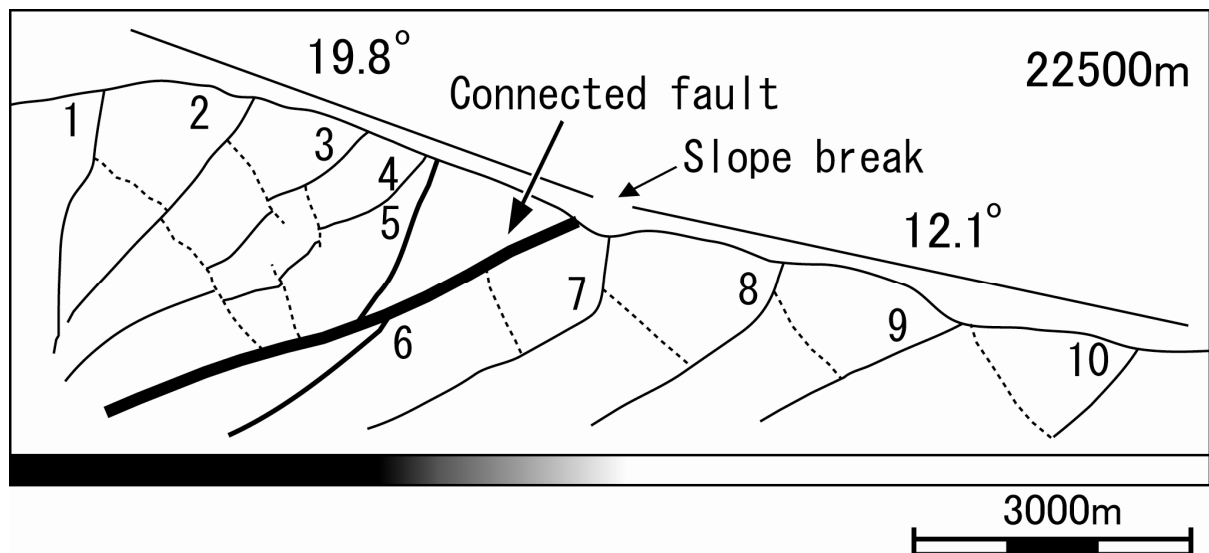


図 4.8 22500m 短縮時の摩擦増加モデルの詳細な構造模式図。構造図中の実線はスラストを表し、破線はバックスラストを表す。断層に振られた番号は、各断層が形成された順序をあらわす。斜面上に表示された実線と角度はそれぞれ、海溝側と陸側の斜面傾斜角を表す。陸側から5番目の断層下部と6番目の断層上部をつなぐ太い実線が新たに形成された断層（Connected fault）。

4.3.2 フロントスラストが形成される時間間隔

新たなフロントスラストの形成は、堆積層表層の隆起によって検知できる。検知したフロントスラストの平均形成時間間隔を（系に与えた短縮量（m）/形成されたスラストの本数）で表し、最小二乗法によって近似した直線によって求めた。この平均形成時間間隔は、新しいフロントスラストを形成するのに、どれだけ短縮を必要としたかを表す。摩擦一定モデルにおいて、平均形成時間間隔はシミュレーション初期（0-9000m 短縮）において 1802.6m であり、後期（9000m 短縮以降）において 2638.3m であった（図 4.9（a））。摩擦増加モデルにおいて平均形成時間間隔は初期の 9900m までは 1874.6m で、後期（9900m 以降）では 3141.0m であった（図 4.9（b））。シミュレーション初期においては、どちらのモデルも同様の平均形成時間間隔を示す。シミュレーション後期では、両モデルとも平均形成時間間隔が増加するが、摩擦増加モデルにおける増加量の方が 21.2% 大きい結果となった。

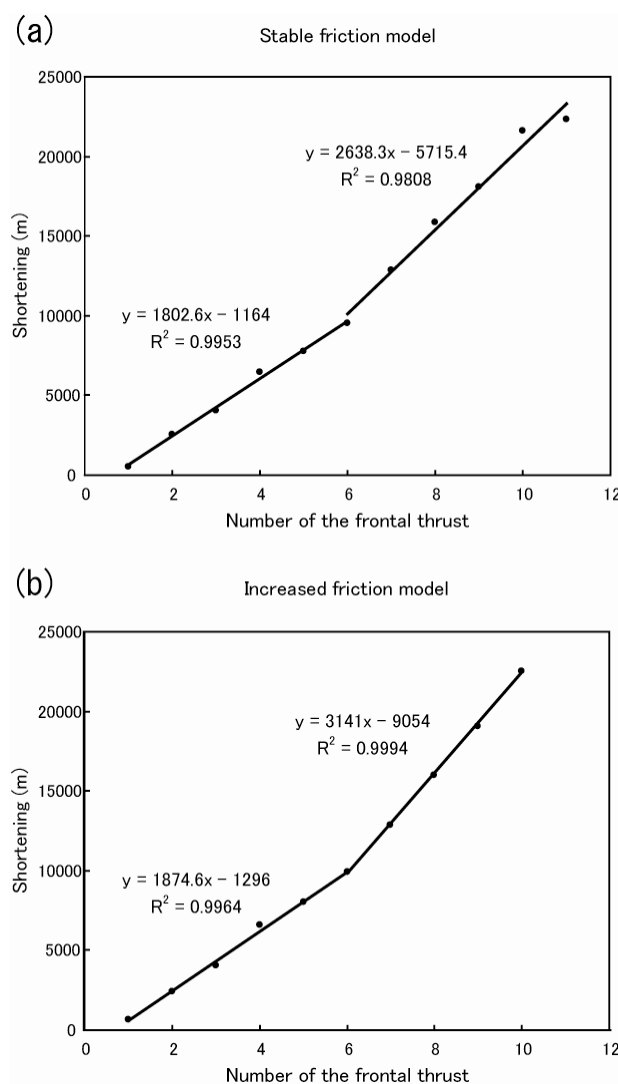


図 4.9 摩擦一定モデルにおけるフロントスラストの形成時間間隔（a）と、摩擦増加モデルにおけるフロントスラストの形成時間間隔（b）。それぞれ、最小二乗法によって求められた、シミュレーション初期と後期の平均形成時間間隔が表示されている。

4.3.3 斜面傾斜

両モデルにおいて 900m 短縮毎に斜面傾斜を計測した（図 4.10）。本研究において，斜面傾斜はスラストが斜面に達する地点を結ぶ直線の傾斜とする。摩擦一定モデルにおいて斜面傾斜は 13.1° から 18.2° の範囲で変動し，摩擦増加モデルにおいて斜面傾斜は 13.7° から 20.0° の範囲で変動する。摩擦一定モデルにおいて，斜面傾斜の変動は徐々に小さくなり，最終的に 14° から 15° 程度で安定する。摩擦増加モデルにおいても同様に変動は小さくなるが，その範囲は 14° から 17° とわずかに広い。シミュレーション後期において，摩擦増加モデルの斜面は斜面傾斜の急変点を境に 2 つのセグメントに分けられる（図 4.8）。変換点を境に，移動壁側では 17.5° から 19.8° の斜面傾斜を有し，変形前縁側ではより緩傾斜（ 11.7° から 14.4° ）となっている（図 4.10）。

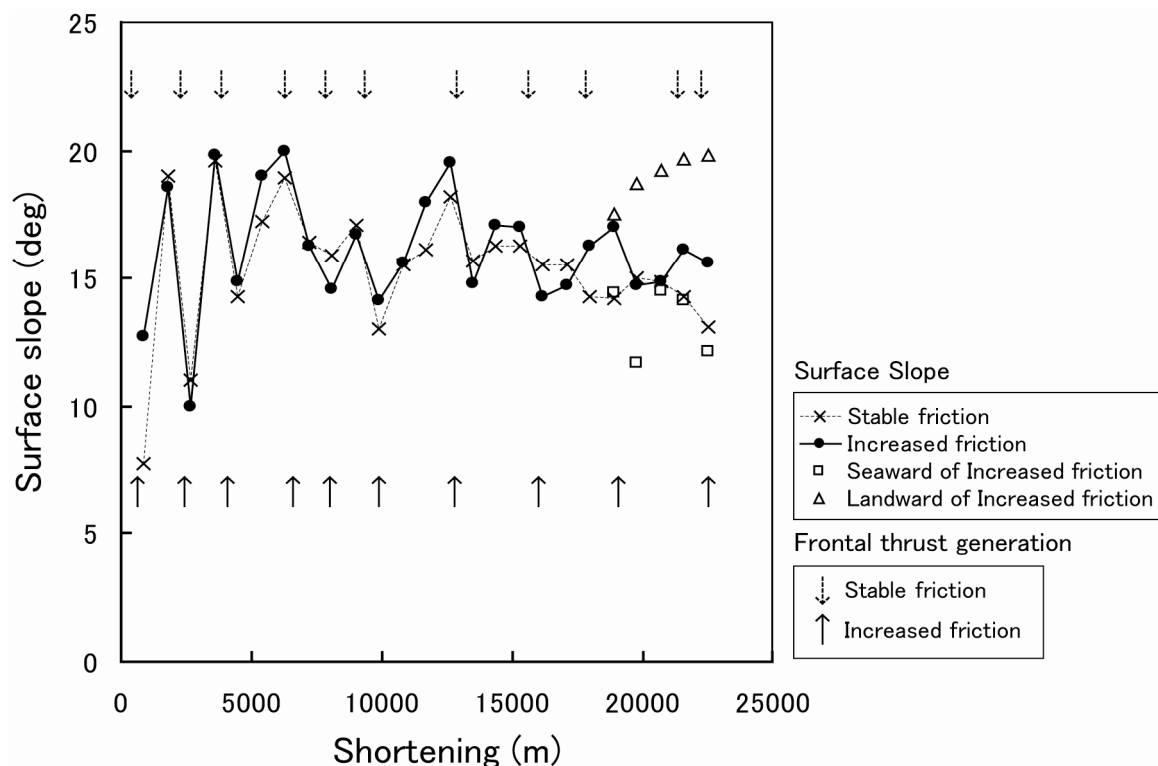


図 4.10 摩擦一定モデル（破線，十字）と摩擦増加モデル（実線，黒丸）の斜面傾斜の変動履歴。摩擦増加モデルにおいて，斜面傾斜の急変点が形成されて以降の陸側の斜面傾斜（三角点）と海溝側の斜面傾斜（四角点）をそれぞれ表す。摩擦一定モデルにおける新たなフロンタルスラストの形成時期（破線下向き矢印）と，摩擦増加モデルにおける新たなフロンタルスラストの形成時期（実線上向き矢印）を表す。

4.3.4 付加体の長さ（変形先端部の位置）

付加体の長さは、移動壁側から変形先端部の位置（フロントスラストが表層に現れる位置）として求めた（図 4.11）。付加体の長さはグラフ上で増減を繰り返すジグザグなパターンを示す。このパターンは付加体はフロントスラストが形成されることで前方に成長し（長くなり）、次に新たなフロントスラストが形成されるまで短縮することを示す。シミュレーション初期（9000m 短縮まで）において、両モデルの付加体の長さはほぼ等しい。一方シミュレーション後期においてそれぞれ異なる付加体成長パターンを示す。

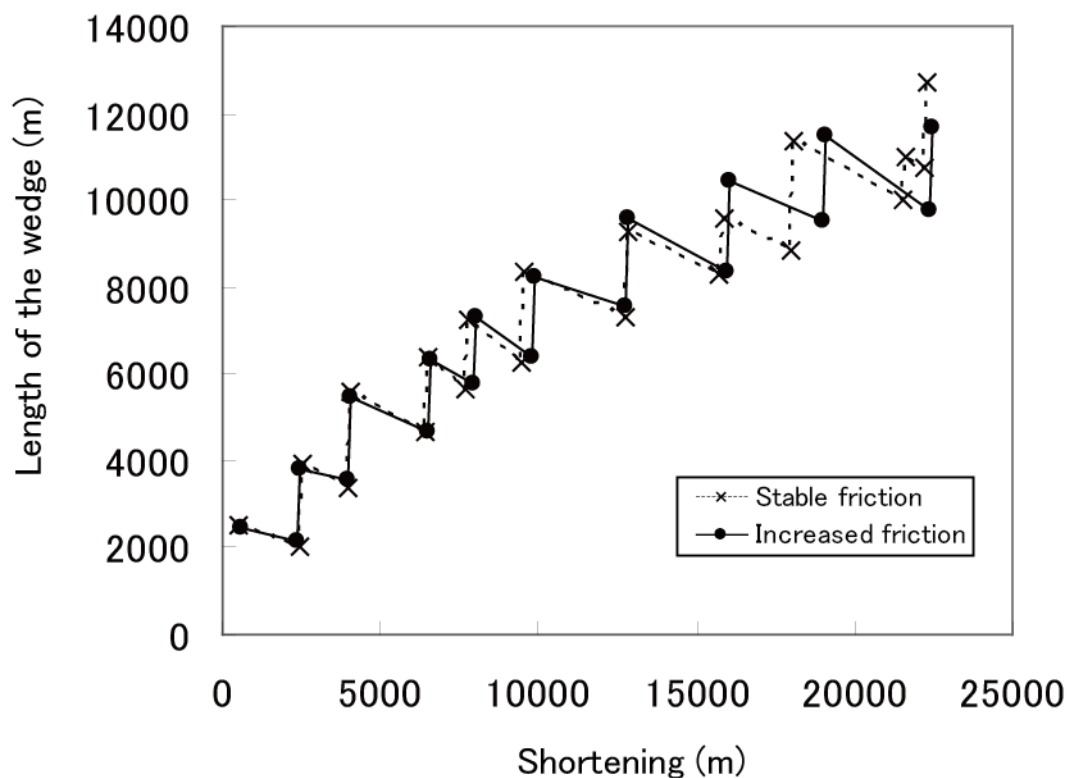


図 4.11 摩擦一定モデル（破線，十字）と摩擦増加モデル（実線，黒丸）の付加体長の変動履歴。

4.3.5 応力状態

摩擦増加による付加体内の応力状態の変化を検討するために、各モデル内で水平圧縮応力、鉛直応力、せん断応力の計測を行った（図 4.12, 図 4.11, 図 4.12）。短期的な付加体内の応力分布は内部変形に対応して変動するので（第 3 章）、全体的な傾向を議論する本研究では、各モデルにおいて短縮量 11250m からシミュレーション終了時（短縮量 22500m）までの各応力の平均値を求めた。水平応力は計測円の中心が変形前の堆積層のおよそ中間に位置する付加体底部から高さ 450m の値の平均を、鉛直応力とせん断応力は計測円の中心が付加体底部に位置する高さ 90m の値の平均をそれぞれ求めた。

水平圧縮応力（図 4.12）

移動壁から 0~3600m において摩擦増加モデルの水平圧縮応力が高い。3600~7200m にかけては、2 つのモデルで圧縮応力の大きさがほぼ等しいが、7200m より遠方では安定して摩擦一定モデルの圧縮応力の方が高い。

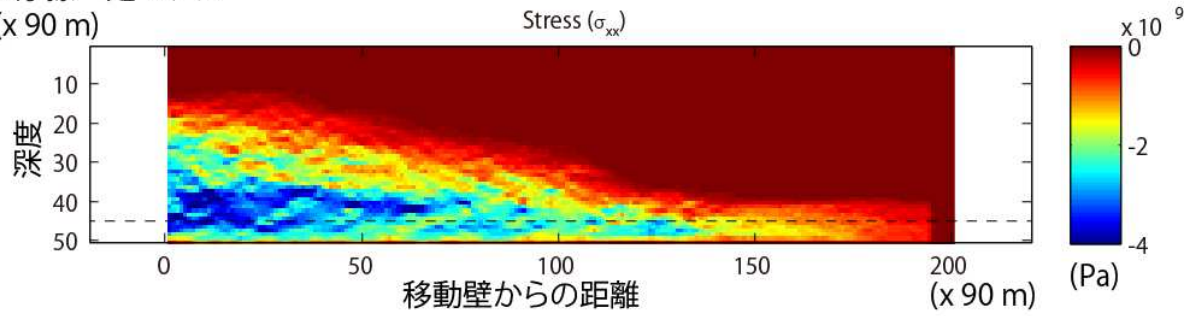
鉛直応力（図 4.13）

移動壁から 0~1800m において摩擦増加モデルの鉛直応力が高い。1800~9000m にかけて、2 つのモデルの鉛直応力は拮抗しており、9000m より遠方はほぼ等しい。

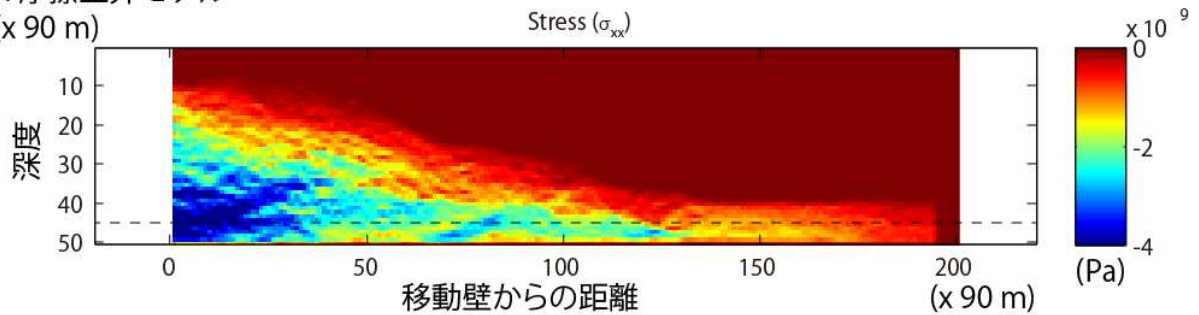
せん断応力（図 4.14）

移動壁から 0~3600m において摩擦増加モデルのせん断応力が高い。36000m より遠方はほぼ等しい。

A. 摩擦一定モデル
(x 90 m)



B. 摩擦上昇モデル
(x 90 m)



C. 平均水平応力
(Pa)

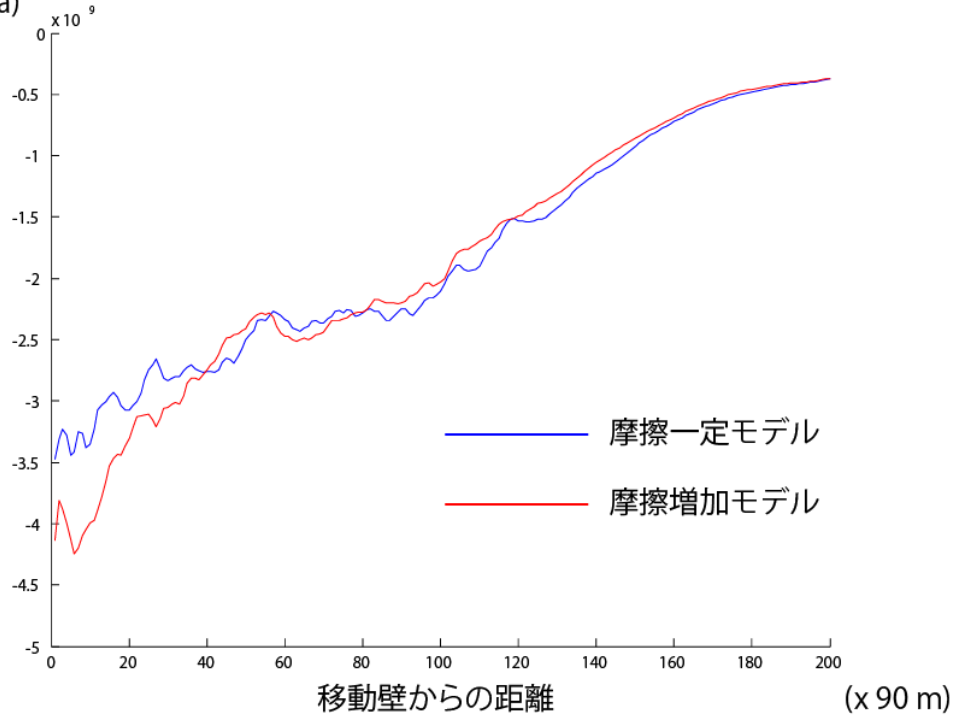
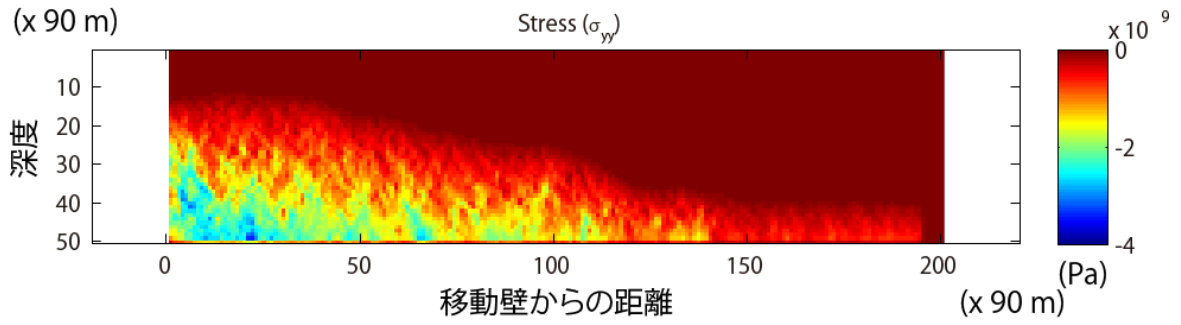
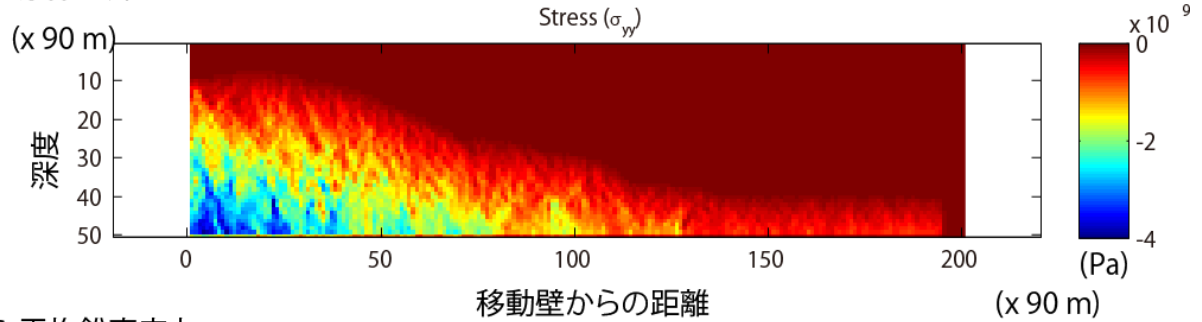


図 4.12 摩擦一定モデル（短縮量 22500m）における水平応力（A）．摩擦増加モデル（短縮量 22500m）における水平応力（B）．摩擦一定モデルと摩擦増加モデルにおけるそれぞれの平均水平応力（C）．平均水平応力はそれぞれ、底部からの高さ 450m（A および B における水平な破線部）における水平応力、短縮量 11250m から短縮量 22500m までの平均することによって求めた．ただし、圧縮を負とする．

A. 摩擦一定モデル



B. 摩擦上昇モデル



C. 平均鉛直応力

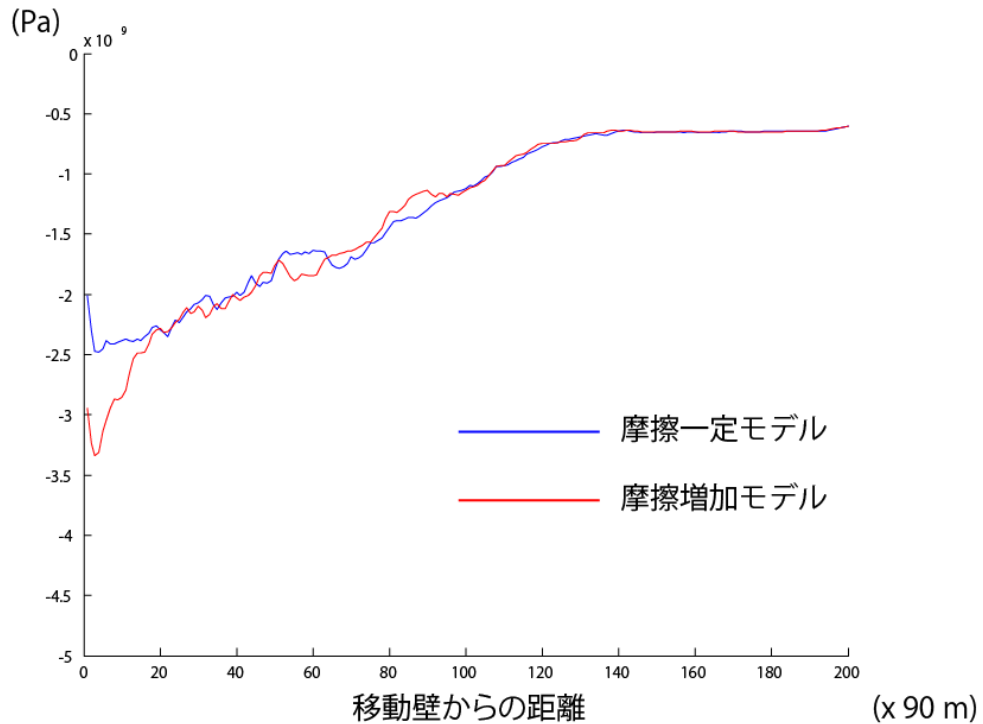
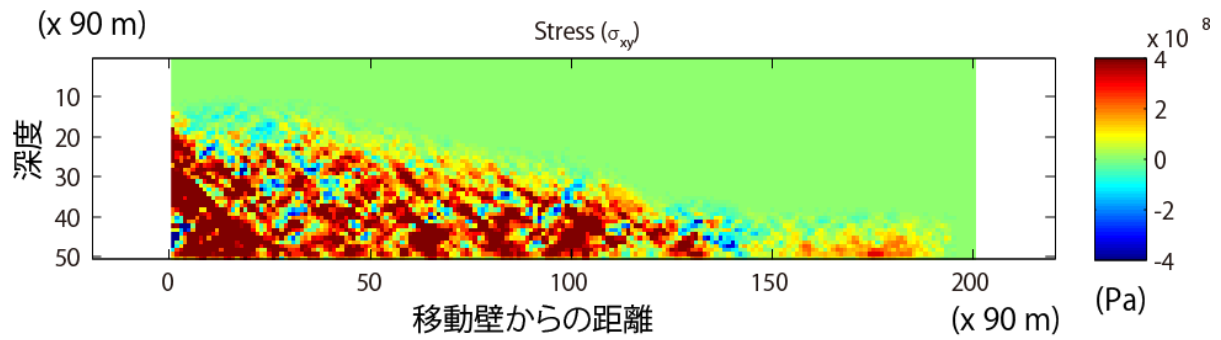
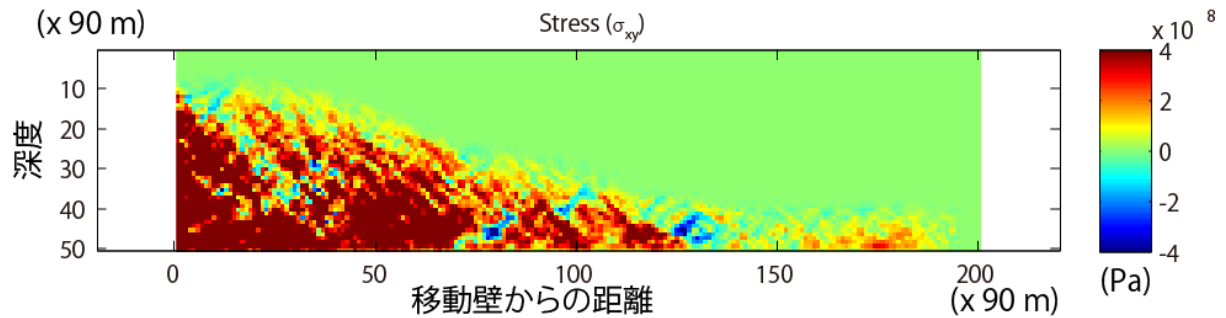


図 4.13 摩擦一定モデル（短縮量 22500m）における鉛直応力（A）．摩擦増加モデル（短縮量 22500m）における鉛直応力（B）．摩擦一定モデルと摩擦増加モデルにおけるそれぞれの平均鉛直応力（C）．平均鉛直応力はそれぞれ、底部からの高さ 90m における鉛直応力を短縮量 11250m から短縮量 22500m までの平均することで求めた．ただし、圧縮を負とする．

A. 摩擦一定モデル



B. 摩擦上昇モデル



C. 平均せん断応力

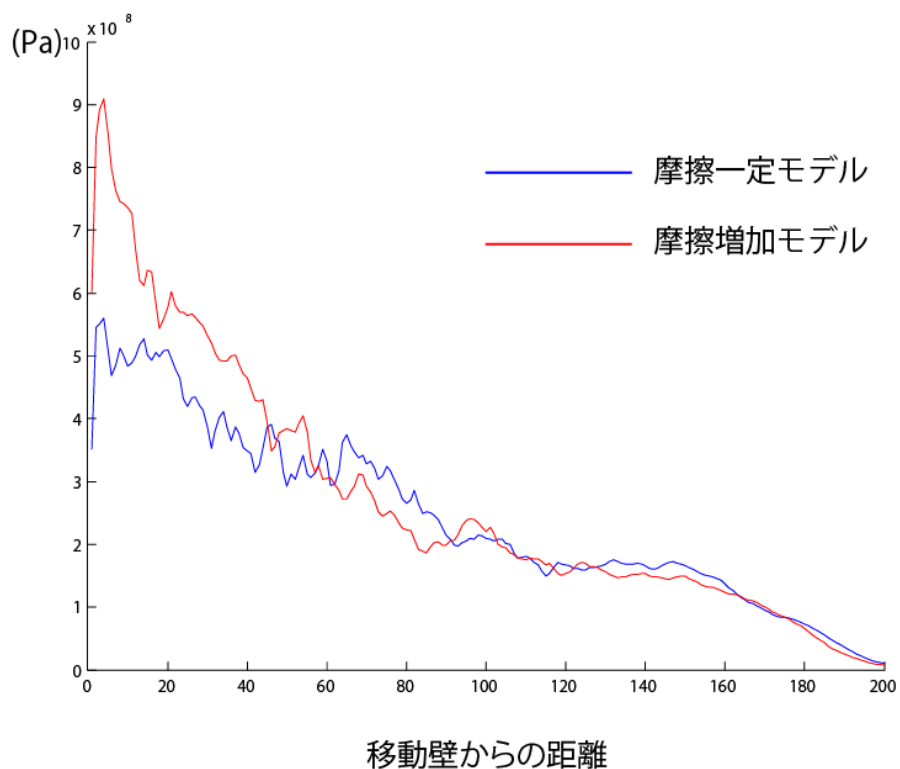


図 4.14 摩擦一定モデル（短縮量 22500m）におけるせん断応力（A）．摩擦増加モデル（短縮量 22500m）におけるせん断応力（B）．摩擦一定モデルと摩擦増加モデルにおけるそれぞれの平均せん断応力（C）．平均せん断応力はそれぞれ、底部からの高さ 90m におけるせん断応力を短縮量 11250m から短縮量 22500m までの平均すること求めた．

4.4 考察

4.4.1 プレート境界断層沿いの摩擦上昇によるせん断応力の変化

本研究の摩擦増加モデルにおける、摩擦増加によるプレート境界断層（デコルマ）でのせん断応力の変化について検討する。

全体として、せん断応力が変形前縁側から移動壁側に向かって上昇するのは、付加体の成長に伴って鉛直圧縮応力が上昇していることに由来する。そこで、鉛直応力の増加の影響を排して、摩擦増加モデルにおける粒子 C の摩擦係数の増加による影響を確認するため、平均鉛直応力と平均せん断応力からデコルマにおける見かけの摩擦係数と、間隙水圧の変化率を算出する。ただしここで、平均鉛直応力と平均せん断応力は、短縮量 11250m から 22500m までの平均として求められていることに注意する必要がある。まず、両モデルにおいて、デコルマの破壊および断層としての活動開始にともなう応力変化の影響を除く必要があるので、短縮量 11250m 時点ですでにデコルマが破壊され活動している領域のみについて考える。つまり、摩擦一定モデルでは移動壁から 7800m、摩擦増加モデルでは移動壁から 7900m より遠方を無視することとする。次に摩擦増加モデルにおいて、粒子 C の摩擦係数の上昇過程の影響を考慮するため、短縮量 11250m 時点ですでに粒子 C の摩擦係数が上昇している領域（移動壁から 3000m まで）と、短縮量 22500m 時点までに粒子 C の摩擦係数が上昇している領域（移動壁から 6500m まで）に分けて考える。

先の 4.1.2 で言及したように、デコルマが定常的に活動しているとき、デコルマ沿いのせん断応力は臨界せん断応力 (τ^*) と等しいと考えられる。ここでも、デコルマが定常的に活動しており、デコルマにおけるせん断応力は式 (4.1) を満足していると仮定する。式 (4.1) においてデコルマはすでに破壊していて固着強度は無い ($C_0=0$) とし、間隙水圧の影響も無い ($p_f=0$) としたとき、各モデルから得られている付加体底部における平均鉛直応力と平均せん断応力から見かけ摩擦係数を計算した (図 4.15)。これにより、摩擦一定モデルにおいて、短縮量 11250m 時点ですでにデコルマが活動していた領域では見かけ摩擦係数が約 0.2 で一定である。一方、摩擦増加モデルでは短縮量 11250 時点ですでに粒子 C の摩擦が上昇していた領域では見かけ摩擦係数が約 0.25 で一定であるが、短縮量 22500m 時点で粒子 C の摩擦が上昇していた領域では減少し、移動壁より 6500m より遠方では見かけ摩擦係数がおおよそ 0.17 程度になる。このことから、摩擦増加モデルにおける粒子 C 群の摩擦上昇によって移動壁側でおおよそ 25% 見かけ摩擦係数が上昇したことがわかる。

一方、各モデルの底部におけるせん断応力の変化を、式 (4.1) において間隙水圧の変化と読み替えた場合の間隙水圧の変化量を算出する。仮に、モデル全体で摩擦係数が 0.4 (第 2 章) で一定であるとし、デコルマ沿いの間隙水圧が周囲の間隙水圧に比べ $0.5\sigma_n$ 高い事によって弱面を形成していると仮定し、この高い間隙水圧を基準デコルマ間隙水圧 ($p_{df}=0.5\sigma_n$) とする。ここで、基準状態でデコルマ沿いの固着強度を 0 とすると、臨界せん断応力 (τ^*) は次式で表される。

$$\tau^* = 0.4(\sigma_n - p_{df}) \quad (4.5)$$

次に、デコルマ沿いの間隙水圧の基準デコルマ間隙水圧からのずれを表現するために、間隙水圧変化率 (r) を導入して式 (4.5) を次式に書き換える。

$$\tau^* = 0.4(\sigma_n - rp_{df}) \quad (4.6)$$

すなわち，デコルマ沿いの間隙水圧が基準デコルマ間隙水圧と等しいとき $r=1$ となり間隙水圧が増加すれば $r>1$ ，減少すれば $r<1$ となる．式 (4.6) に対して，摩擦一定モデルと摩擦増加モデルでそれぞれ得られた平均鉛直応力と平均せん断応力を代入することで，各モデルにおける間隙水圧変化率を求めた (図 4.16)．摩擦一定モデルにおいて，短縮量 11250m 時点ですでにデコルマが活動していた領域では間隙水圧変化率が約 1 で一定である．一方，摩擦増加モデルでは短縮量 11250 時点ですでに粒子 C の摩擦が上昇していた領域では間隙水圧変化率が約 0.7 で一定であるが，短縮量 22500m 時点で粒子 C の摩擦が上昇していた領域では減少し，移動壁より 6500m より遠方では間隙水圧変化率がおおよそ 1.2 程度になる．このことは，摩擦増加モデルにおける粒子 C 群の摩擦上昇によって，移動壁側で間隙水圧が 30%減少したことに相当する現象を再現できたことを示している．

以上から，各モデル底部において得られた平均鉛直応力と平均せん断応力から，それぞれのモデルにおける見かけの摩擦係数と間隙水圧変化率を求めた結果，摩擦一定モデルにおいてはデコルマ沿いの摩擦係数と間隙水圧率はともにほぼ一定であることが確認された．一方，摩擦増加モデルにおいて移動壁側のデコルマ沿いで約 25%の摩擦係数の上昇，あるいは約 30%の間隙水圧の減少に対応するせん断応力の上昇が確認された．

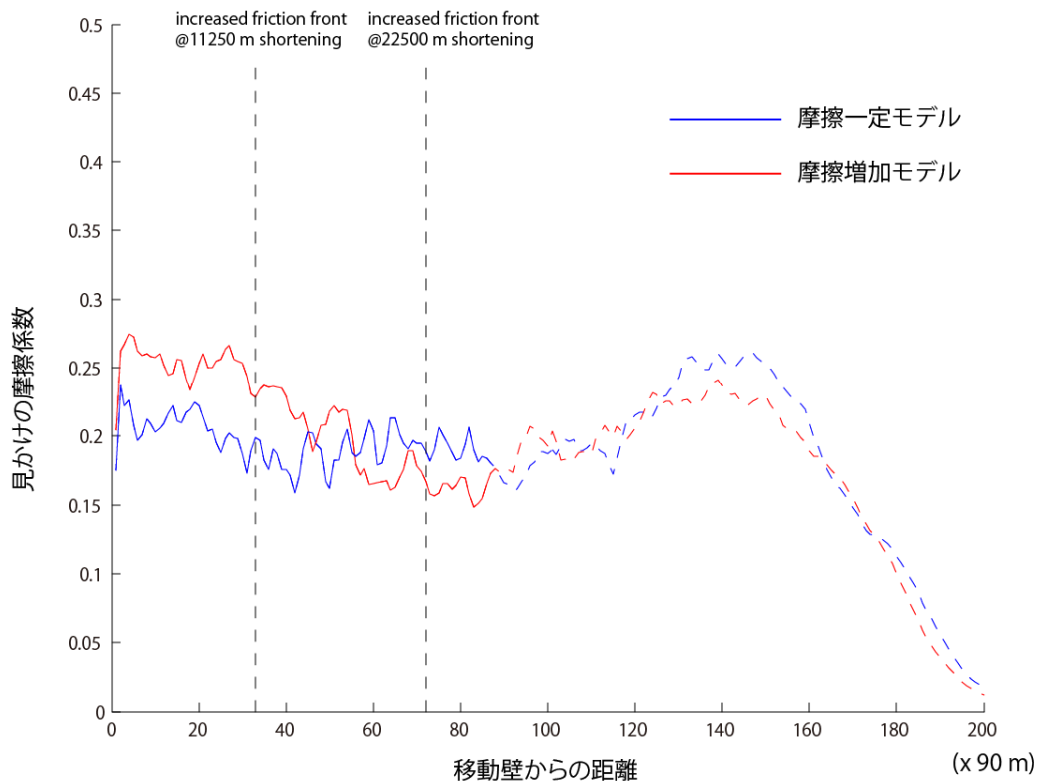


図 4.15 モデル底部（底部からの高さ 90m）における平均鉛直応力と平均せん断応力から求められる見かけの摩擦係数．

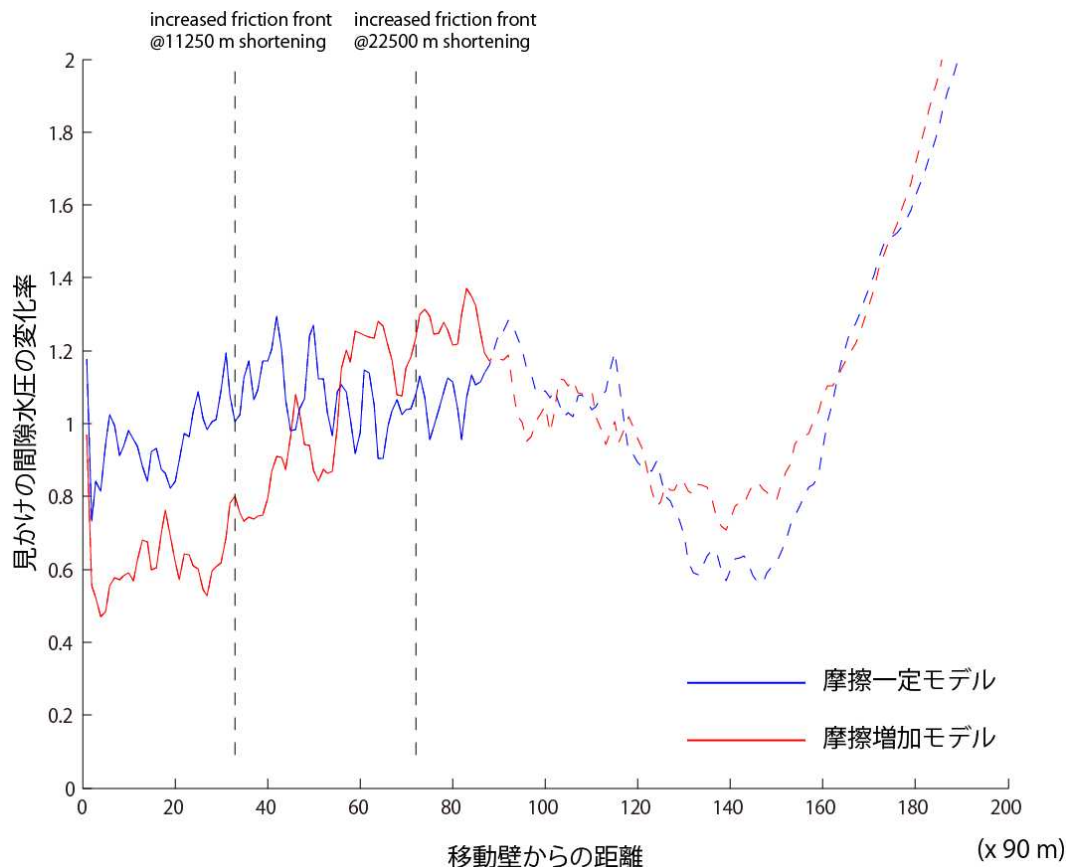


図 4.16 モデル底部（底部からの高さ 90m）における平均鉛直応力と平均せん断応力から求められる間隙水圧変化率。摩擦係数を 0.4，基準デコルマ間隙水圧を原位置の鉛直応力の 50%とした場合。

4.4.2 フロンタルスラストの形成と内部変形

付加体の形成過程において、プレートの沈み込みや移動壁の移動によって生じる付加体内部の応力は変形によって解消される (Mulugeta and Koyi, 1992；第3章)。圧縮応力を解消する変形を、本研究では以下の2タイプに分けて考える。

1) フロンタルスラストの形成

変形前縁側に新たにフロンタルスラストを形成する変形

2) 内部変形

付加体内で生じる変形（既存断層の再活動や、バックスラストの形成など）

両モデルにおいて、斜面傾斜の変動や付加体長の変化は上記の変形パターンに対応する。具体的には斜面傾斜は新たにフロンタルスラストが形成されるときに瞬間的に減少し、内部変形が進行する過程で徐々に増加する (図 4.10)。一方、付加体の長さはフロンタルスラストが形成されるときに瞬間的に増加し、内部変形が進行する過程で徐々に減少する (図 4.11)。堆積物が付加する過程で見られるこの周期的なパターンは、すでにアナログモデル実験から報告されている (Mulugeta and Koyi, 1992; Koyi, 1995; Koyi and Vendeville, 2003)。新たなフロンタルスラストの形成は、圧縮応力を付加体長の成長に変換し、それにより斜面傾斜を減少させる。一方、付加体内の内部変形は圧縮応力を付加体厚の成長に変換し、それにより斜面傾斜を増加させる (Mulugeta and Koyi, 1992)。付加体において、圧縮応力

はこの2つの変形パターンによって解消される。

摩擦一定モデルにおいて、フロントスラストの平均形成時間間隔は初期に比べて後期（9000m 短縮後）の方が大きい（図 4.9 (a)）。これは、移動壁の移動速度が一定にもかかわらず、シミュレーション後期に付加体の伸長が抑制されていることを意味する。同時に、シミュレーション後期には、バックスラストの形成を含め内部変形が顕著になってくる（図 4.6）。これらの観察結果は、付加体が成長するにしたがって、フロントスラストを形成し付加体を伸長させることによって圧縮応力を解消するよりも、内部変形によって圧縮応力を解消する割合が増加することを示す。これは、付加体の成長に伴って、付加体内部に再活動可能な既存断層の数が増えること、あるいは付加体自身の体積の増加によって、変形可能な領域が増えるためと考えられる。

シミュレーション初期において、両モデルにてフロントスラストの平均形成時間間隔はほぼ等しい。しかし、後期（9000m 短縮後）の平均形成時間間隔は、摩擦一定モデルに比べて摩擦増加モデルの方が 19%ほど大きい。この差は、摩擦増加モデルにおいて、より多くの圧縮応力が内部変形によって解消されていることを示す。圧縮応力の分布においても、摩擦増加モデルに比べて摩擦一定モデルの方が遠方まで水平圧縮応力が伝搬している（図 4.12）。逆に、摩擦増加モデルは摩擦の上昇している移動壁近傍において水平圧縮応力が高い値を示している（図 4.12）。両モデルにおける唯一のパラメータの違いが、デコルマ沿いの摩擦係数の違いであることから、上記の差はこの摩擦係数の違いによって引き起こされていると考えられる。すなわち、デコルマ沿いで摩擦係数が高い場合は、圧縮応力は内部変形に使われ付加体先端に応力が伝わりにくくなる。

摩擦増加モデルにおいて、シミュレーション後期にはバックスラストを含む内部変形が摩擦が上昇した領域の直上に集中し、その変形量は摩擦一定モデルのものより大きい。より大きな内部変形は、すでに存在するスラストの上部をより急傾斜にする（図 4.7）。この断層傾斜の変化はスラストをより再活動しにくくする（Sibson, 1995）。これにより、断層活動によって圧縮応力を解消するために、新たな断層が形成される。また、すでに存在する断層のなかでも低角で再活動可能な部分は再活動しうる。約 1570m 短縮時に（図 4.7）、5 番目のスラストの上部は高角であるが底部は再活動可能な低角のままである。また、同時に 6 番目のスラストは摩擦上昇したエリアより変形前縁側に位置するため、断層上部は強い内部変形を受けておらず、5 番目のスラストの上部に比べて低角を保っている。それゆえ、新しい断層によって 5 番目の断層の底部と 6 番目の断層の上部が接続され、S 字型の序列外スラスト（OOST の）の断層として再活動を始める。この新たな断層の形状は、室戸沖の付加体で観察される OOST の形状（Park et al., 2000）に類似している（図 4.17 (a)）。

摩擦増加モデルにおける斜面の急変点の形成は、増大した内部変形の結果で以下のように解釈できる。基本的に、付加体は既存断層の再活動およびその回転やバックスラストの活動などの内部変形により厚みを増す。デコルマ沿いに摩擦が増大することにより、移動壁側の高摩擦領域において、摩擦の低い変形前縁側に比べて内部変形が顕著である。摩擦が増大した領域で増大した内部変形は、その領域の付加体をさらに厚くする。これにより、低い摩擦を維持する変形前縁側と、摩擦が増大する移動壁側とで付加体が厚くなる量に差が生じ、斜面の急変点が形成される。したがって、摩擦が増大した領域が変形前縁側に進展するにしたがって、内部変形が強化される領域が海側に進展し、それにもなって斜面の急変点も変形前縁側に移動する。しかし、OOST が形成される以前は程度の差はあるものの、移動壁側と変形前縁側ともに既存断層の再活動やバックスラストの活動（内部変形）が起き

ているため、付加体の厚化メカニズム自体は同じである．そのため斜面の急変点を挟んだ移動壁側と変形前縁側とで斜面傾斜の差は小さい．しかし、OOST の形成により、厚化メカニズムは内部変形（断層の再活動 and バックスラストの形成）に底付けが加わる．OOST は変形前縁側に存在する下盤（スラストシート）を OST の下に沈みこませ、底付けすることができる．底付けによる付加体の厚化は、内部変形による厚化よりも効率的かつ長期的に作用する．この内部変形から底付けへの厚化作用のモード変化は、斜面傾斜変換点を境に斜面傾斜の差をより明確にする．

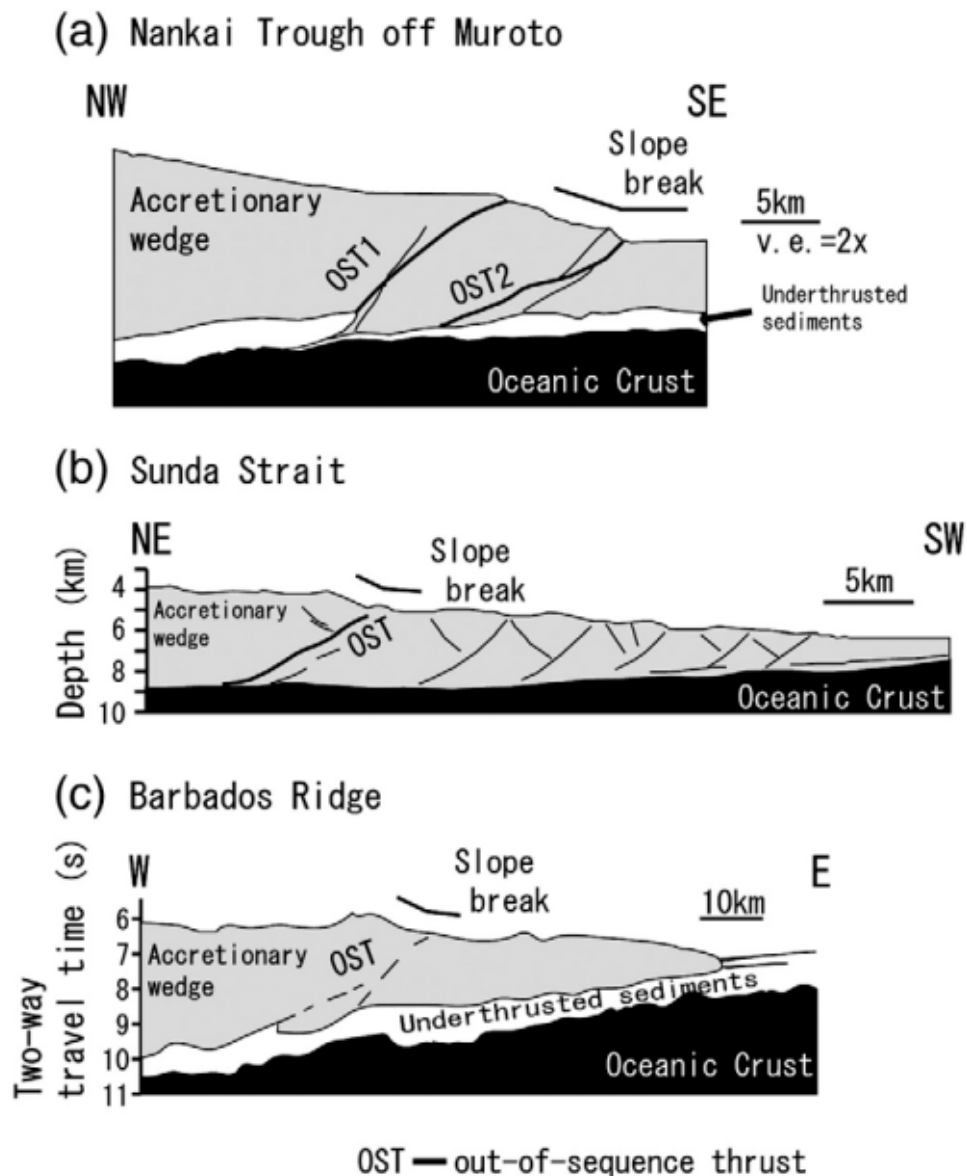


図 4.17 序列外スラスト（OOST）と陸側が急傾斜になる斜面傾斜の急変点を有する付加体の模式図．それぞれ、室戸沖南海トラフ付加体（from Park et al. 2000）（a）、スンダ付加体（from Kopp and Kukowski, 2003）（b）、バルバドス付加体（from West brook et al. 1988）（c）．

4.4.3 その他の要因によって形成される序列外スラストと斜面傾斜の急変との比較

以下の節では、デコルマの臨界せん断応力上昇によって形成される OOST と斜面傾斜の急変構造と、それ以外の要因によって形成される類似の構造とが、いかに区別されるのかを、他の実験条件で行われたモデル実験や理論モデルと比較する。

(1) 表層における侵食と堆積

付加体形成過程における表層の侵食と堆積が付加体形成に与える影響については、Del Castello et al. (2004) によって行われた実験を基に以下のようにまとめられる (図 4.18 (a), (b)). 付加体表層を侵食すると侵食された斜面が局所的に臨界尖形角より低角になり、OOST を形成し変形前縁側のスラストシートが底付けすることで斜面傾斜をもとの臨界角に回復させる (図 4.18 (a)). 付加体表層に新たに堆積物を堆積させた場合は全体的に斜面傾斜が低角になるので、既存断層が再活動することにより斜面傾斜を回復させる (図 4.18 (b)). しかし、侵食と堆積のいずれの場合も、付加体変形は臨界尖形角を保つように変形が進行するため OOST は形成されるが、斜面傾斜の急変点は形成されていない。

(2) 付加体の強度上昇

付加体は内部での広域的な変形や全体としての圧縮によって、陸側に向かって強度が上昇し、付加体の斜面傾斜は陸側に向かって緩やかに変化していくことが、アナログモデル実験によって示されている (Lohrmann et al., 2003) (図 4.18 (c)). 上記の Lohrmann et al. (2003) の実験において、バックスラストや既存の in-sequence なスラストを切る OOST が形成されている。しかし、斜面傾斜は陸側に向かって小さくなる傾向をもっている。これらの構造は室戸沖の南海トラフ付加体でも観察される (Moore et al., 1990; Lohrmann et al., 2003)。

(3) 地震発生時と非地震時のプレート境界断層の摩擦挙動の違い

付加体分布域でのプレート境界型地震滑りが、付加体の陸側 (内ウェッジ) に限定されることから、プレート境界のすべり特性を非地震性の付加体先端域 (外ウェッジ) ではすべり速度強化、地震性の陸側付加体 (内ウェッジ) ではすべり速度弱化とする。この時のプレート境界型地震サイクルと付加体内の応力と斜面傾斜についての力学モデルが動的臨界尖形理論として提案されている (Wang and Hu (2006)). 動的臨界尖形理論において、プレート境界型地震発生時には外ウェッジでは、深部からのすべり進展に対して摩擦力が上がる事で抵抗し、急激に圧縮状態が進行する。これにより、外ウェッジ内部で逆断層が生じて圧縮性の臨界状態を形成する。つまり、付加体における外ウェッジの傾斜は、地震時の一時的な応力状態を反映した高角なものとなる (図 4.18 (d)). この理論モデルでは、OOST の形成については言及されていないが、斜面傾斜に関しては内ウェッジに比べ外ウェッジの傾斜が急な付加体形状が形成される。動的臨界尖形理論によって説明される形状をもつ付加体として紀伊半島沖の付加体 (Park et al., 2002) や、ケナイ半島とコディアック島の間に位置するアラスカの付加体があげられる (von Huene and Klaeschen, 1999; Wang and Hu, 2006)。

(4) 海洋プレート内逆断層の沈み込み

Lallemand et al. (1992) は海洋プレート内逆断層（例えば, Tsuji et al., 2009）が沈み込む事によって付加体構造に及ぼされる影響について、アナログモデル実験によって検討した。その結果、海洋プレート内逆断層が沈み込むことによって、プレート内断層上で付加体の厚化が生じて剛体壁側斜面が急になり、変形前縁側と剛体壁側とで斜面傾斜の異なることが明らかになった（図 4.18 (e)）。また、プレート内断層の先端から、低角で平坦な断層が海底斜面まで発達することが確認された。これらの地質構造は東部南海トラフで観察される（Lallemand et al., 1992）。

(5) 海山の沈み込み

海山の沈み込みも付加体内に OOST と斜面傾斜の急変点を作り得る（Lallemand et al., 1992; Dominguez et al., 2000）。海山の沈み込みは付加体先端で大規模な造構性侵食を伴い、剛体壁側（陸側）の領域では大規模な厚化をもたらす（Dominguez et al., 2000）（図 4.18 (f)）。その時、海山より変形前縁側に堆積した堆積物は海山の沈み込みと共に引きこまれ、付加体の底に付加される（Dominguez et al., 2000）。これに伴って、付加体の剛体壁側部分は変形前縁側に比べて急傾斜となり、急激な傾斜変化によって斜面傾斜の急変点が形成される。また、OOST も既存の断層面をつなぎながら、海山の頂部から海底面に向かって形成される（Dominguez et al., 2000）。それゆえ、かつての付加体先端部の大部分はより剛体壁側の付加体内に取り込まれ、海山の通過したあとには強い変形をうけた変形前縁側傾斜のスラストユニットが観察される。

以上の記述に基づくと、海洋プレート内逆断層の沈み込みと海山の沈み込みのようなプレート境界断層が平坦で無い場合に、OOST と陸側斜面が急傾斜となる斜面傾斜の急変点が形成されうる。逆に、プレート境界断層が平坦な場合、表層での侵食・堆積作用、付加体全体としての強度上昇、地震時—非地震時のプレート境界断層の摩擦特性の違いによって説明される構造では、本シミュレーションで再現されたような構造は形成されない。すなわち、付加体底部に平坦なプレート境界断層が存在する状態で、OOST とそれに付随して陸側急傾斜となる斜面傾斜の急変点が存在した場合、プレート境界断層沿いに沈み込み方向に摩擦係数の上昇か、それに相当する間隙水圧の変化が生じていると考えられる。

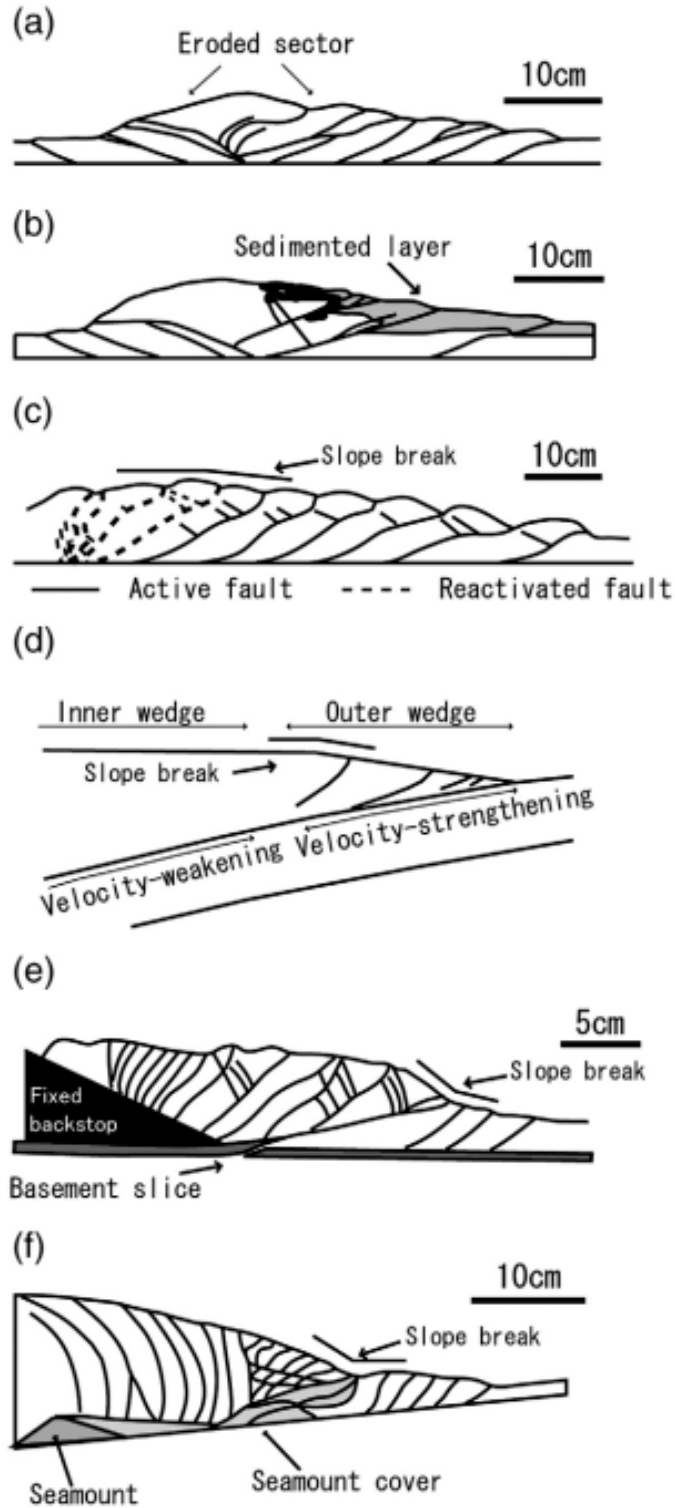


図 4.18 異なる条件を考慮した付加体の模式図。それぞれ、(a) 侵食 (from Del Castello et al. 2004), (b) 堆積 (from Del Castello et al. 2004), (c) 付加体構成材料の強度上昇 (from Lohrmann et al. 2003), (d) 地震発生時と非地震時のプレート境界断層の摩擦挙動の違い (from Wang and Hu, 2006), (e) プレート内逆断層の沈み込み (from Lallemand et al, 1992), (f) 海山の沈み込み (from Dominguez et al. 2000)。

4.4.4 シミュレーション結果と天然の付加体との比較

以上で述べたように、付加体底部に平坦なプレート境界断層が存在する状態で、OOST とそれに付随して陸側急傾斜となる斜面傾斜の急変点が存在するような付加体構造は、デコルマの摩擦上昇か、それに相当する間隙水圧の変化によって引き起こされる。同様の構造を有する天然の付加体が以下の3箇所が存在する。

1. 室戸岬沖の南海トラフ付加体
2. スンダ（インドネシア・スンダ島南方）
3. バルバドス（カリブ海・バルバドス諸島東方）

室戸岬沖の付加体は、構造的特徴に基づいて7つの領域に区分される（Moore et al., 2001）（図 2.4）。本研究における摩擦一定モデルで観察された構造的特徴（e.g. 緩い斜面傾斜, in-sequence スラスト）は、室戸沖付加体の変形部先端である覆瓦スラストゾーンの構造的特徴とよく一致する。一方、摩擦増加モデルで観察された構造的特徴（e.g. 斜面傾斜の急変点, OOST の存在）は、室戸沖付加体の OOST ゾーンの構造的特徴とよく一致する（図 4.19）。OOST ゾーンは、デコルマにおける間隙水圧が減少する領域と一致する（Saffer and Bekins, 1998; Bangs et al., 2004）。OOST ゾーンにおける OOST の詳細な構造が Park et al. (2000) によって報告されている。室戸沖付加体における、地震波探査断面において、OST2 を境界にして陸側の斜面傾斜（8°）は海側の斜面傾斜（2.1°）より急である。摩擦増加モデルにおいても、OOST を境界にして、移動壁側の斜面傾斜（19.8°）は変形前縁側の斜面傾斜（12.1°）より急である。S 字状の OST 2 は他の海溝側のスラストに比べて緩やかな傾斜（10°）を示す。また、この OST2 には2本のスラストが接続しており、それぞれ上盤と下盤に位置する。摩擦増加モデルにおいても、OST は他の in-sequence スラストより緩やかな傾斜を示し、2本のスラストがそれぞれ上盤と下盤に接続されている。上記のような類似点から、室戸沖の付加体における OST2 を含む構造は、摩擦増加モデルと同等の経過を経て形成されたと考えられる。

摩擦増加モデルに基づき、室戸沖付加体の OST2 を含む構造の形成過程を以下に再現する。プレートの沈み込みにともなって、間隙水圧が低下しデコルマの臨界せん断応力が上昇を始める。臨界せん断応力が上昇した領域において、バックスラストの形成など内部変形が進行し、局所的な内部変形によって陸側の斜面傾斜が増加する。この段階で、陸側の間隙水圧の減少により臨界せん断応力が上昇した領域と、海溝側の間隙水圧が維持され臨界せん断応力が低いままの領域との境界域に、斜面傾斜の急変点が形成される。内部変形が進行することで、スラストの上部が回転・切断され急傾斜になる。その過程で、プレートの沈み込みにともなう圧縮応力を解消するために、新たな断層が OOST として形成される。その断層は、陸側の既存断層の底部と海溝側の既存断層の上部を新たな逆断層で接続することで形成される。OOST の形成とその活動は、海溝側のスラストシートを陸側の付加体に底付けさせ、より一層陸側と海溝側の斜面傾斜の差を顕著にする。現在、室戸沖付加体で観察される OST2 はこの段階にあると考えられる。プレートの沈み込みが進行するにしたがって、デコルマ沿いの臨界せん断応力の上昇領域は、より海溝側に進展していく。それに伴って、斜面傾斜の急変点も陸側へ進展していくと考えられる。また、摩擦増加モデル内の OOST で観察されたように、OST2 の形状も現在の S 字状の構造からより平坦な断層面へと変化すると考えられる。室戸付加体の OST2 より陸側に

位置する、OST 1 は現在平坦な断層面を有するが、かつては S 字状の断層面を有していたと推定される (図 4.17 (a)).

スندا付加体において、斜面傾斜の急変点の下に OOST が観察され (Kopp et al., 2001, 2002; Kopp and Kukowski, 2003) (図 4.17 (b)), この構造的特徴は、摩擦増加モデルの構造的特徴と一致する。このことは、スندا付加体下でもデコルマ沿いに臨界せん断応力が上昇している事を示している。スندا付加体下のデコルマは、異常高間隙水圧ではなく強度的に弱い物質で構成されていると考えられている。つまり、スندا付加体では室戸沖付加体で想定される間隙水圧の減少は起こらない。このことから、スندا付加体下では構成物質自身の摩擦が上昇することで、デコルマ沿いの臨界せん断応力が上昇していると考えられる。

バルバドス付加体 (latitude 16°12'N) においても斜面傾斜の急変点が観察される (Westbrook et al., 1988) (図 4.17 (c)). また、斜面傾斜の急変点の下に、大断層が観察されており、in-sequence スラストを切る OOST である可能性が高い。このような構造的特徴は、摩擦増加モデルの構造的特徴と一致し、バルバドス付加体下でも臨界せん断応力が上昇していると考えられる。

4.5 結論

付加体下のプレート境界断層 (デコルマ) の臨界せん断応力の増加が、付加体の構造に与える影響を検討するために、摩擦一定モデルと摩擦増加モデルの 2 つのモデルを構築した。デコルマ沿いのせん断応力から、摩擦一定モデルにおいてデコルマ沿いの見かけ摩擦係数は一定であるのに対し、摩擦増加モデルにおいてプレートの沈み込み方向におよそ 25% の摩擦係数の上昇が確認された。この変化を間隙水圧の変化に換算した場合、約 30% の間隙水圧の減少に相当する。摩擦一定モデルにおいて、平坦で緩やかな斜面傾斜、in-sequence スラストが再現された。一方、摩擦増加モデルにおいて、移動壁側斜面が急傾斜となる斜面傾斜の急変点と、in-sequence スラストを切る OOST が再現された。デコルマ沿いの臨界せん断応力の上昇によって、バックスラストの形成などの強い内部変形が引き起こされる。既存断層の再活動やバックスラストは既存のスラストを切り、スラスト上部を急傾斜にする。スラストの急傾斜になった部分は力学的に不活性な断層となる。プレートの沈み込みにとまらう圧縮応力を解消するために、既存の断層をつなぎ新たな断層 (OOST) が形成される。OOST の発達には、付加体の厚化メカニズムを内部変形 (バックスラストの活動と既存断層の再活動) から変形前縁側堆積物の底付けへ変化させる。これにより、異なる厚化メカニズムのもと、移動壁側と変形前縁側では斜面傾斜の違いがより顕著になり、明瞭な斜面の急変点が形成される。

OOST と斜面傾斜の急変点を有する付加体構造は、プレート内逆断層の沈み込みや海山の沈み込みによっても形成される。しかし、プレート内断層の沈み込みも海山の沈み込みもプレート境界断層が平坦で無いことから、プレート境界断層沿いの摩擦係数の上昇による付加体構造と区別することが可能である。一方、プレート境界断層が平坦な場合、表層での侵食・堆積作用、付加体全体としての強度上昇、地震時—非地震時のプレート境界断層の摩擦特性の違いによって説明される構造では、本シミュレーションで再現されたような構造は形成されない。すなわち、付加体底部に平坦なプレート境界断層が存在する状態で、OOST とそれに付随して陸側急傾斜となる斜面傾斜の急変点が存在した場

合、プレート境界断層沿いに沈み込み方向に摩擦係数の上昇か、それに相当する間隙水圧の変化が生じていると考えられる。

数値シミュレーションによって再現された上記のような構造は、天然の付加体においても観察される。斜面傾斜の急変点と既存断層を切る S 字状の OOST は室戸沖付加体、スンダ 付加体、バルバドス付加体で観察される。本研究から明らかになった構造的特徴とデコルマ沿いの臨界せん断応力変化の関連性から、いずれの付加体下でもプレートの沈み込みにともなって臨界せん断応力が上昇していると考えられる。

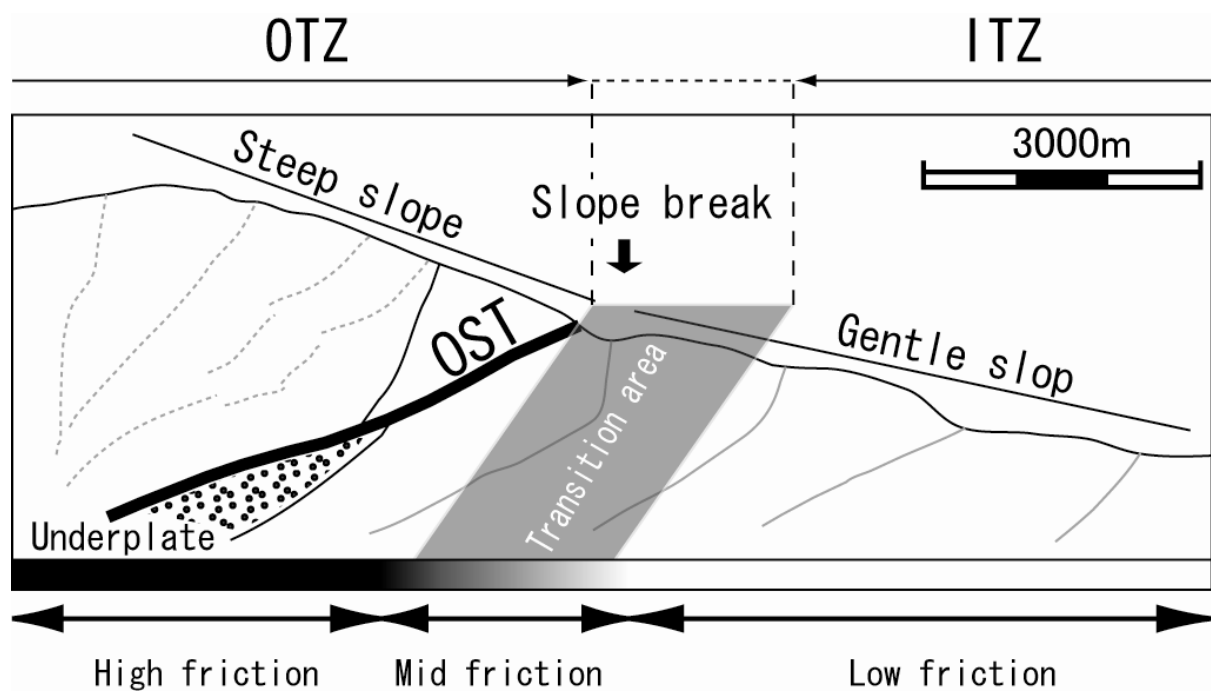


図 4.19 プレート境界断層沿いにせん断応力が上昇するときの付加体構造の模式図。図上部の矢印はそれぞれの構造的特徴の区分を示し、それぞれ序列外スラスト (OOST) ゾーン (OTZ) と覆瓦スラストゾーン (ITZ)。図下部の矢印とグレースケールバーはともにプレート境界断層沿いの摩擦の大きさを示す。

第5章 自己組織化マップを用いた地質構造モデル内の物理量解析

5.1 地質構造モデリングにおける多変量解析の重要性

地質構造モデリングは、初期設定や入力パラメータを変更することによって、多様な地質構造の再現が可能である。このような初期設定や入力パラメータの変更によって生じる差異については、これまでの多くの研究では構造形態に関する議論がなされてきた。しかし、近年の画像解析技術の向上により、アナログモデル実験の結果から、変形速度や変形量などの物理量を得ることも可能になってきた（第2章 2.2.4）。また、数値シミュレーションによる地質構造モデリングからは、モデルにおける様々な物理量を取得することが容易に可能で、実際にこのようにして得られた物理量による議論が展開してきている（例えば第3章）。このような構造変形以外の物理情報は、今後も地質構造モデリングを行う上で重要な情報となると期待される。しかし、地質構造モデリングにより取得される物理量は多種多様であるため、単一の物理量について個別に議論することに終始しがちである（例えば第3章）。しかし、実際の地質構造の形成過程は、複数の物理的要因の相互作用として進行することから、単一の物理量のみ注目した解析では、このような複合的な要因による物理現象を見逃してしまうことが懸念される。また、複数の情報を総合的に評価することによって初めて明らかになる物理現象が存在することも考えられる。そこでまずは、総合的に得られた物理量の評価を行い、次に詳細な検討に移ることで、注目すべき現象の取りこぼしを防ぐことが望ましい。

このような複数の情報から、有益な情報を抽出する作業（データマイニング）は、様々な分野において多変量解析によって広く行われてきた（例えば、麻生他，2003）。地質モデルにおいて取得される物理量の特徴として、次の2点が挙げられる。

1. 物理量の種類が多様
2. 事前に評価基準を設定することが困難

上記のような、多様な物理量に対する解析手法として、自己組織化マップ（Self-Organizing Maps: SOM）が提案されている（Kohonen, 1982 and 1984; コホネン, 2005）。SOM は異なる種類の物理量間でも相対的な値の多少を評価でき、事前に評価基準の設定が不要（教師なし）な解析手法である。さらに、扱える物理量数（変数）の数に制限がないことも地質構造モデリングにおけるデータマイニングを行う上で利点となる。

本研究では、付加体構造を例として、地質モデルシミュレーションから得られる地質内物理量に対して、SOM 解析により以下の評価を行い、SOM の地質モデルにおける物理量解析への適用可能性を検討する。

- 1) 複合物理量の分布と地質構造の関連性評価
- 2) 地質構造の異なるモデル間での物理量の相関性評価

5.2 自己組織化マップを用いた分類

5.2.1 自己組織化マップの概要

自己組織化マップ (SOM ; Self-Organizing Maps) (Kohonen, 1982 and 1984; コホネン, 2005) は、高次元のデータ間に存在する非線形な統計学的関係を、簡単な幾何学的関係を持つ像に変換するニューラルネットワークの一種である。具体的には SOM は高次元のデータを持つ入力データを、類似度によって 2 次元のノード格子に写像することが可能となる。類似度を表現する基準としては、データ間のユークリッド距離を用い、ユークリッド距離に近いほど 2 つのデータは似ていると判断される。また、SOM はニューラルネットワークの中でも「教師なし」のニューラルネットワークであり、事前にデータの出力値がどの分類 (クラス) に属するか「正解」を与える必要がなく、データ中に隠れた特徴を自動的に抜き出すことが可能である。ここで、基本的な SOM の処理の流れを以下に示す。

1. 解析を行う前の準備として、個々のノードにランダムなベクトルを与え、マップを初期化する (図 5.1 (a))。
2. マップに対して入力ベクトルを学習させる (図 5.1 (b))。
 - 2.1 個々のマップ上のノードと入力ベクトルを比較し、ユークリッド距離が最小になるものを勝者ベクトルとする (図 5.1 (b-1))。
 - 2.2 勝者ベクトルおよび周囲のノードに対して入力データを学習させる (図 5.1 (b-2))。上記の学習を必要な回数繰り返す事によって、最終的なマップを作成する。
3. 作成されたマップ上では、類似性の高いベクトルが隣接するように配置されており、それらの形成するユークリッド距離によって、マップをクラス分けすることが可能である (図 5.1 (c))。
4. 入力ベクトルに対して、マップ上で、ユークリッド距離が最小になるノードが属するクラスをその入力データのクラスとする (図 5.1 (d))。

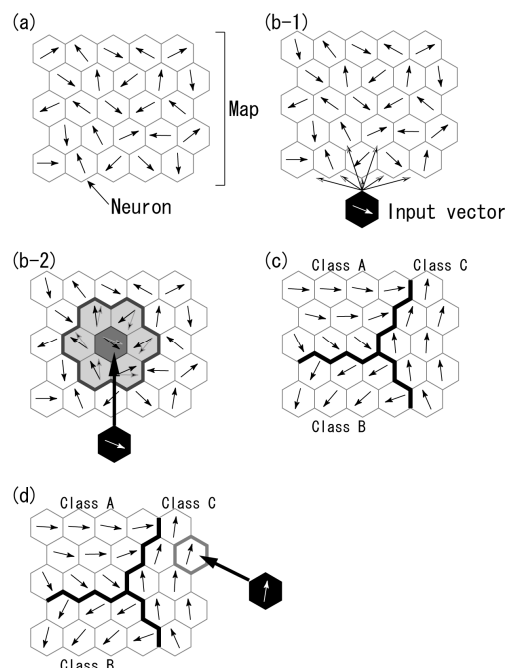


図 5.1 Kohonen self-organizing map (SOM) の計算プロセス。図中六角形のマスが、マップを構成するノードを表している。扱うデータを 2 次元ベクトルとすると、各ノードが有するベクトルを黒矢印で表している。

SOM はこれまでも、土木資源分野で斜面崩壊の安定性評価や（日外, 2004）、河川堤防における物理探査データの解析に用いられている（宮川ほか, 2010b）。地質分野では地震波アトリビュート解析による南海トラフ沈み込み帯におけるプレート境界面の物性評価（辻, 2004）、岩石中の鉱物マッピング（Tsuji et al., 2010）など、データマイニングの手法として利用されている。地質構造モデリングにおいても、入力パラメータの決定に利用することが提案されている（Boschetti et al., 2003）。

地質モデル中の物理量評価に SOM を適用した場合には、上記のような特性から（1）多種類の物理量を同時に考慮することが可能であること、（2）各物理量と分類するクラスについて事前に分類ルールを検討する必要があることが期待される。本研究では SOM による解析に Helsinki 工科大学の Laboratory of Computer and Information Science（CIS）による SOM Toolbox を利用した（<http://www.cis.hut.fi/projects/somtoolbox/>）。

5.2.2 自己組織化マップによる地質モデル物理量の分類

本研究で行った、地質構造モデリングにより得られた地質構造内部の物理量への、SOM の適用法と k-means 法を導入したクラス分類法の作業手順を説明する。

a) 入力データの基準化

今回 SOM に入力するデータ（物理量）は、値の範囲（最大値と最小値の差）や分散の度合いが異なる。そのまま入力してしまうと分散の小さな変数は、相対的に SOM による出力結果への影響度が小さくなってしまう。そこで本研究では各データの重みを等しくするために、分散が 1 になるように線形基準化を行った。

b) 初期マップの作成

SOM では、入力ベクトルとは別に、入力ベクトルと同じ次元を持つ複数のノードを 2 次元平面に配列した学習マップを用意する。初期の SOM においては、マップにランダムなベクトルを入力することによって初期化を行っていた（図 5.1 (a)）。しかし本研究では学習効率を上げることと、初期マップのランダム性によって生じる出力結果のばらつきを防ぐために、線形の初期化を行った（コホネン, 2005）。

c) バッチ学習

マップに入力ベクトルを学習させる方法として、初期の SOM では入力ベクトルを一つ一つ順に学習させていた（図 5.1 (b)）。しかし、この学習方法は入力ベクトルの学習順序によって最終結果に偏りが生じること、学習に多くの時間がかかること、学習率係数と呼ばれる学習範囲を左右するパラメータが必要であることといった欠点があった。そこで本研究では、一度に全ての入力ベクトルを学習させるバッチ型学習を採用した（コホネン, 2005）。これにより、学習順序により生じる出力結果のばらつきを無くし、計算時間を短縮すると共に、学習率係数といったパラメータ設定を省略することができた。

e) k-means法によるクラスタリング

上記バッチ学習によって最終的に得られるマップは、隣り合うノードが類似したベクトルを持つように配列している。このマップ上のベクトルの類似性に基づき、分類を行う。技術者が出力マップ上で分類することも可能であるが、本研究は客観的かつ半自動的な分類を行うために、k-means 法、を利用した（麻生ほか, 2003）（図 5.2）。

k-means 法は、はじめに分類するクラス数（分割数）を入力し分類を行う。本研究では、分類の結果を評価するための評価関数として、次式で表される Davies-Bouldin Index (DB-index) (Davies and Bouldin, 1979) を用いた。

$$DBindex = \frac{1}{c} \sum_{i=1}^c \max_{i \neq j} \left\{ \frac{\Delta(X_i) + \Delta(X_j)}{\delta(X_i, X_j)} \right\} \quad (5.1)$$

ここでは、 c はクラス数、 $\delta(X_i, X_j)$ はクラス X_i と X_j におけるクラス中心間のユークリッド距離、 ΔX_i は X_i におけるクラス中心と各クラス要素とのユークリッド距離の平均値を表す。この DB-index の値が小さい程、クラスがコンパクトにまとまり、クラス間が綺麗に分かれている事を表す。k-means 法は計算の特性上局所最適解しか求められないため、初期クラスの中心位置によって最終結果に多少の差異が生じる。そこで、ランダムに 20 パターンの初期値を設定し、DB-index を最小とする結果を適切な分類であるとした。

f) 入力データのクラス分けとモデルへの反映

上記の学習により構築されたマップにおいて、入力ベクトルに対してユークリッド距離が最小になるノードが属するクラスをその入力ベクトルのクラスとする。このようにして全入力ベクトルをクラス分けした後、各入力ベクトルの地質モデル内での位置を参照することで、地質構造内でのクラス分布が求められる。

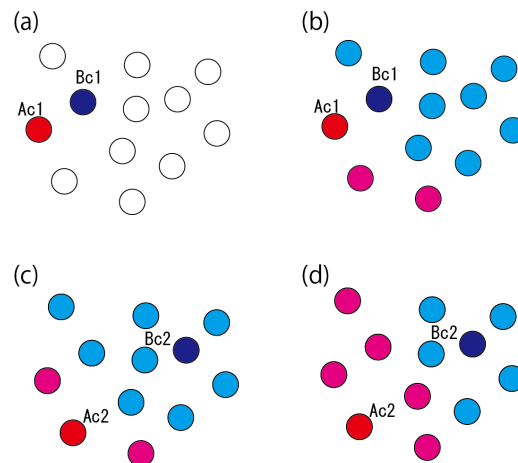


図 5.2 K-means 法の計算プロセス。ランダムに初期クラス中心 (Ac1, Bc1) を決定する (a)。次に、各ノードと各クラスの中心とのユークリッド距離を計算し、より近い方のクラス中心と同一のクラスとする (b)。分けられたクラス内で中心に位置するノードを新たなクラス中心とする (c)。再び全てのノードと各クラス中心との距離を計算し、より近いクラス中心と同一のクラスとする (d)。(c) と (d) を適切な回数繰り返すことで、ノードのクラスタリングを行う。

5.3 自己組織化マップによる複合物理量と地質構造の関連性評価（摩擦増加モデルの例）

本節では、地質構造モデルへの SOM と k-means 法による分類手法の適用性を検証するため、まず単一のモデル（摩擦増加モデル）において取得された物理量（間隙率、水平応力、鉛直応力、ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ 、ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ ）を入力データとして SOM 解析を行った。SOM 解析結果を地質構造と比較対応させることで、本分類手法が、地質構造と物理量との関連付けに有効であることを示す。

5.3.1 入力モデルと物理量分布

第4章において作成された摩擦増加モデルを入力モデルとする。短縮量 22,500m の時点を解析対象とし、SOM による解析を行う物理量として間隙率、応力、ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ 、ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ を計算した（図 5.3）。各物理量は先に述べた手法（第2章参照）により半径 90m の測定円を用いて水平方向、鉛直方向ともに 90m 間隔で求めた。以下に、各物理量のモデル内での分布状況を記載する。

水平応力

移動壁近傍の付加体深部において大きな値が観察され、移動壁から遠方の堆積層内や付加体浅部においては小さな値が観察される。大きな値は移動壁近傍に集中している。

鉛直応力

付加体浅部において小さく、付加体深部において大きい。

ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$

広域的に絶対値の大きな値が分布している。プレート境界断層沿いや、フロンタルスラスト、OOST に特に絶対値の大きなひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ が分布している。

ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$

プレート境界断層沿いや、フロンタルスラスト、OOST に絶対値の大きなひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ が分布している。

間隙率

付加体表層部において間隙率の高い領域が分布し、付加体深部において間隙率の低い領域が分布していることがわかる。活動的なフロンタルスラストや序列外スラスト（OOST）では間隙率が高くなっている。既存の断層部においても断層沿いに深部まで高い間隙率が分布している。

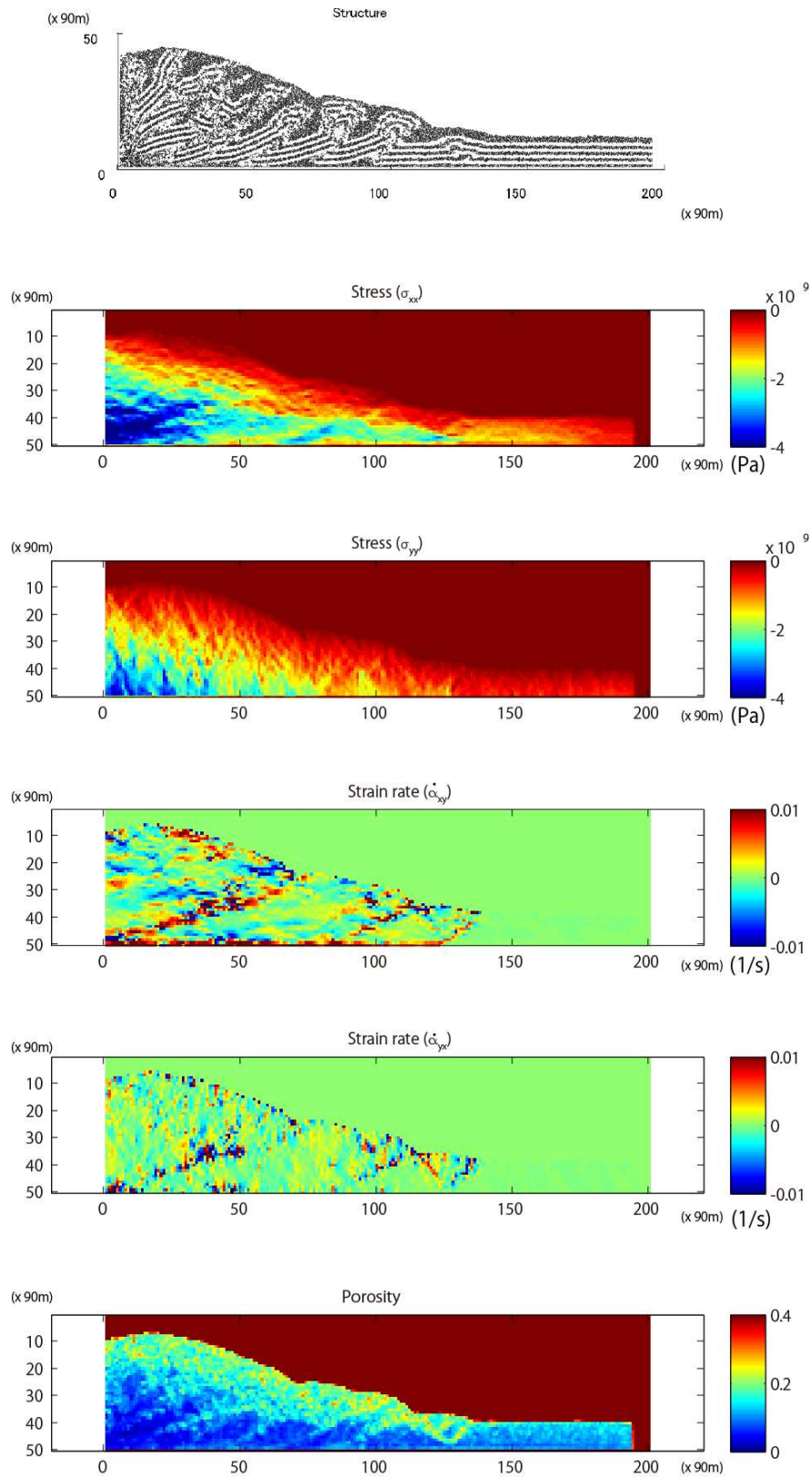


図 5.3 摩擦増加モデルにおける 22,500 m 短縮時の地質構造と物理量. 上から順に地質構造, 水平圧縮応力, 鉛直応力, ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$, ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$, 間隙率. それぞれの図に表される水平方向および鉛直方向の目盛りは共に, 1 目盛り 90m を示す. ここでの応力は圧縮を負とする.

5.3.2 自己組織化マップによる物理量分類の結果

学習用のマップのサイズを 10x20 ノードに設定し、学習を行った。学習後の SOM マップ上での各物理量の分布を図 5.4 に示す。SOM マップは 2 次元平面において類似するベクトルを近傍に配置し、縦・横方向は直交座標系を意味するものではなく、読み取る時も各物理量のマップ上での分布パターンを読む必要がある。SOM と k-means 法を組み合わせた分類手法は分類するクラス数を任意に決定することができるが、分類クラス数の増加は解釈を複雑にし、結果として分類する実務的な意味が薄れる。そのため、本研究では分類クラス数を 7 とした。SOM によって出力されたマップに対し、異なる 20 パターンの初期値で k-means 法により 7 クラスへの分類テストをおこない、それぞれの初期値パターンにおける分類後の DB-index の値を記録した (図 5.5)。k-means 法による分類テストの結果、「パターン o」において DB-index が最小となった (図 5.5)。そこで、k-means 法において「パターン o」を採用したときの分類結果を最適な分類結果とし、以下ではこの分類に基づいた議論を行う。また、分類された物理量をもとに、各クラスの摩擦増加モデル内での分布図を図 5.6 に示す。

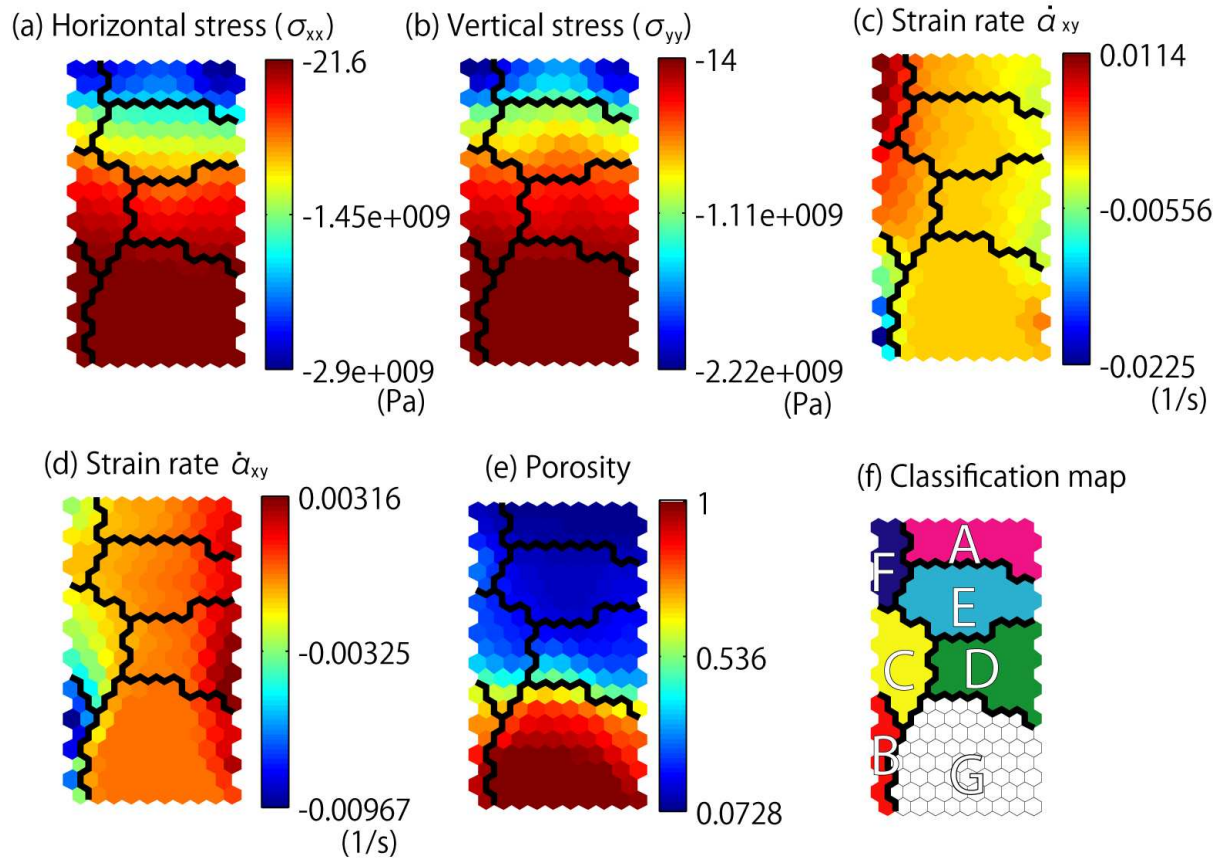


図 5.4 SOM マップ上での各物理量の分布とクラス分けされたマップ。それぞれ水平応力 (a), 鉛直応力 (b), ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ (c), ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ (d), 間隙率 (e), とクラス分けされたマップ (f)。

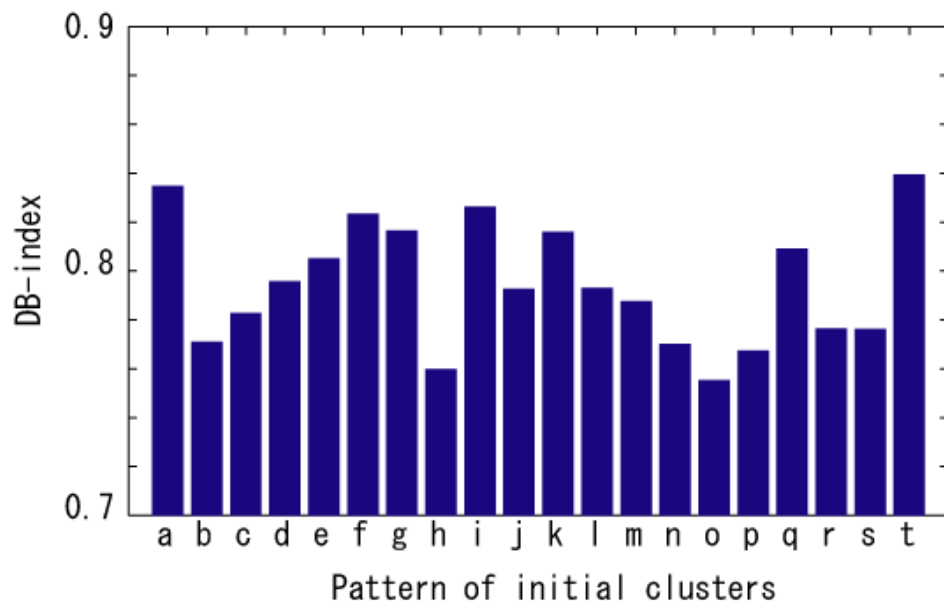


図5.5 20種類の初期値パターンに対するDB-indexの値 (a-t).

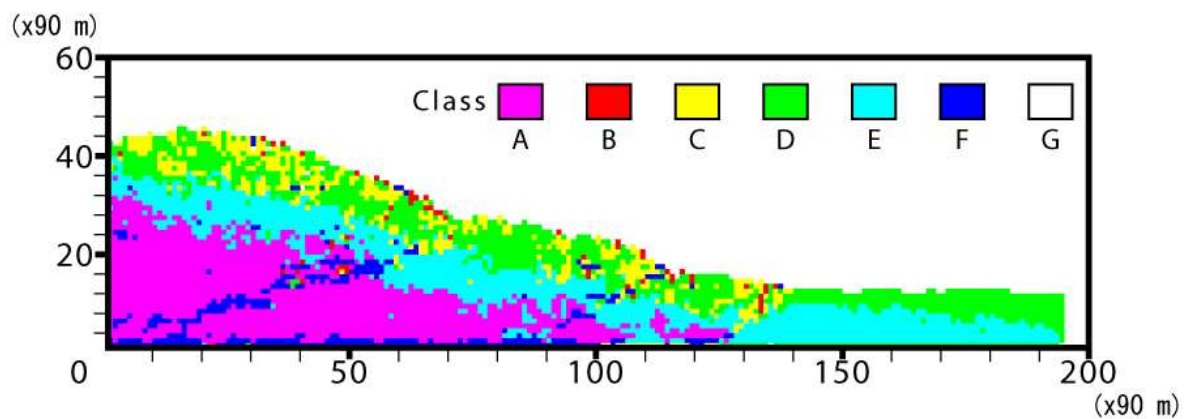


図 5.6 摩擦上昇モデル内部のクラス分けの結果 (7つのクラスの分布). 縦軸横軸の目盛はひと目盛 90m.

5.3.3 分類クラスの有する物理量

クラス分けされたマップと SOM マップ上の各物理量から、各クラスが有する物理量の特徴を読み取ることができる (図 5.4). 各クラスの有する各物理量の大きさについては、各クラスに所属するノードの有する物理量の平均値として決定した.

- クラス A . . . 水平圧縮応力, 鉛直圧縮応力共に高い(++). ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ は比較的 low (-), ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ は比較的高い (+). 間隙率は 7 クラス中最も低い (--).
- クラス B . . . 水平圧縮応力, 鉛直圧縮応力共に低い (--). ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$, ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ 共に 7 クラス中最も低い (--). 間隙率は高い (++).
- クラス C . . . 水平圧縮応力, 鉛直圧縮応力共に比較的 low (-). ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ は比較的高く (+), ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ は比較的 low (-). 間隙率は比較的高い (+).
- クラス D . . . 水平圧縮応力, 鉛直圧縮応力共に比較的 low (-). ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ は比較的 low (-), ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ は 7 クラス中最も高い (++). 間隙率は比較的高い (+).
- クラス E . . . 水平圧縮応力, 鉛直圧縮応力共に比較的高い (+). ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ は比較的 low (-), ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ は比較的高い (+). 間隙率比較的 low (-).
- クラス F . . . 水平圧縮応力, 鉛直圧縮応力共に大きな値を有する (++). ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ は 7 クラス中最も高く (++), ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ は比較的 low (-). 間隙率は比較的 low (-).
- クラス G . . . 水平圧縮応力, 鉛直圧縮応力共に低い (--). ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ は比較的 low (-), ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ は比較的高い (+). 間隙率は高い (++).

上記をまとめると表 5.1 で表される. 各クラスは物理量の大小の組み合わせパターン (どの値が高く, どの値が低いか) がいずれも異なっていることから, SOM と k-means 法による分類によって各クラスが, それぞれ有する物理量パターンにおいて独自性をもつように分類されていることがわかる.

表 5.1 各クラスの有する入力物理量の大きさ.

	水平圧縮応力	鉛直圧縮応力	ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$	ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$	間隙率
A	++	++	-	+	--
B	--	--	--	--	++
C	-	-	+	-	+
D	-	-	-	++	+
E	+	+	-	+	-
F	++	++	++	-	-
G	--	--	-	+	++

各クラスにおける, +と-の数が相対的な物理量の大きさを表す. ただし, 水平応力と鉛直応力は圧縮を負にとっているため, SOMマップ上の応力 (負の値) の絶対値の大きい値を圧縮として大きな値であることから, 本表では "+" とする.

5.3.4 分類クラスと地質構造の対応

摩擦増加モデル内での各クラスの分布（図 5.6）から、各クラスと地質構造の対応は下記のようにまとめられる。

クラス A・・・付加体深部

クラス B・・・付加体斜面表層と活動的な断層が斜面に達する領域

クラス C・・・活動的な断層の上端と地質構造の浅部。まばらに分布

クラス D・・・地質構造の浅部。広域的

クラス E・・・地質構造の中部。広域的

クラス F・・・OOST や前縁断層のような活動的な断層と、デコルマ沿い

クラス G・・・海水中部

上記から分類された各クラスは、それぞれ特有の地質構造に対応して分布することから、モデルから得られた物理量を入力情報とした SOM 解析によって、地質構造を反映するクラス分けが行えたと判断される。ここで、クラスの有する物理量パターンはすでに明らかになっているので（5.4.3）、各地質構造の物理量パターンは対応するクラスの有する物理量パターンから読み取ることができる。例えば、付加体深部の物理量パターンは、対応するクラス A の有する「水平圧縮応力、鉛直圧縮応力共に高い。ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ は比較的低い、ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ は共に比較的高い。間隙率は 7 クラス中最も低い。」と読み取れる。

以上のことから、SOM と k-means 法を組み合わせた本分類手法は、入力された複数の物理量をそのパターンに基づきクラス化し、対応するクラスから地質構造の有する物理量パターンをまとめる上で有効な手法であることが確認できた。

5.4 地質構造の異なるモデル間での物理量の相関性評価

本節では、異なる地質構造を持つ複数の地質構造モデルへの SOM と k-means 法による分類手法の適用性を検証するため、3つの異なるモデルでそれぞれ取得された物理量を入力データとして SOM 解析を行った。SOM 解析結果を異なるモデル間で比較することで、本分類手法が複数の地質構造モデルを、複数種の物理量に基づいて比較する上で有効な手法であることを示す。

5.4.1 入力モデル

本節では内部に異なる地質構造を有するモデルとして、付加体を構成する3つの典型的な変形構造（第2章 2.1.1）である、剥ぎとり付加構造（in-sequence スラスト構造）、序列外スラスト（OOST）構造、底付け付加構造を有する付加体構造モデルを入力モデルとして用いる（表 5.2）。in-sequence スラスト構造を含むモデルとして、第4章で作成した摩擦一定モデルを、序列外スラストを含むモデルとして、第4章で作成した摩擦増加モデルを使用する。底付け付加構造を有する付加体モデルとして、本章にて層内弱面モデルを以下の手順で作成する。

表 5.2 3種類の付加体モデル

	摩擦一定モデル	摩擦増加モデル	層間弱面モデル
特徴的構造	in-sequence スラスト	序列外スラスト (OOST)	底付け付加
摩擦一定モデルを基準とした時のモデル セッティングの違い	—	物性変化の導入	初期設定
想定する付加体	発達したデコルマ	プレート境界断層沿 いの応力上昇	堆積層中に強度の低い 層を2層含む

層内弱面モデル

i. 層内弱面モデルの作成

本モデルで使用する粒子群は第3章で用いた、粒子 A と粒子 B を用いる（表 3-1）。初期設定は摩擦一定モデルにおける上部堆積層中に、新たに力学的に弱い層（層間弱面）として粒子 B 層を設定したものとする（図 5.7）。初期の粒子配置以外は、モデルサイズや剛体壁の有するパラメータは摩擦一定モデルと同様とし、移動壁の設定も摩擦一定モデルと同様に底から 60m のスリットを有し、移動速度は 0.009 m/step とした。

ii. 層内弱面モデルの構造

層内弱面モデルにおいて再現された付加体構造を図 5.8 に示す。全体として低角で平坦な斜面を有するくさび形の構造を示す。層内弱面モデルにおいても、摩擦一定モデルや摩擦増加モデルと同様に、付加体先端において底部デコルマから伸びる陸側傾斜の逆断層が形成されている。しかし、移動壁側

の堆積層中に新たに設定された粒子 B による力学的に弱い層（層間弱面）を境に上下で変形構造が異なる。層間弱面より下部において、層間弱面と底部デコルマとに挟まれたスラストシートは陸側にむかって、移動壁側のスラストシートがより移動壁側のスラストシートの下に潜り込む底付け構造が確認される。一方、層間弱面より上部では、摩擦一定モデルで見られたような、陸側傾斜のスラストシートが確認される。これらの構造は同様の設定で行われたアナログモデル実験においても再現される（図 5.9）。

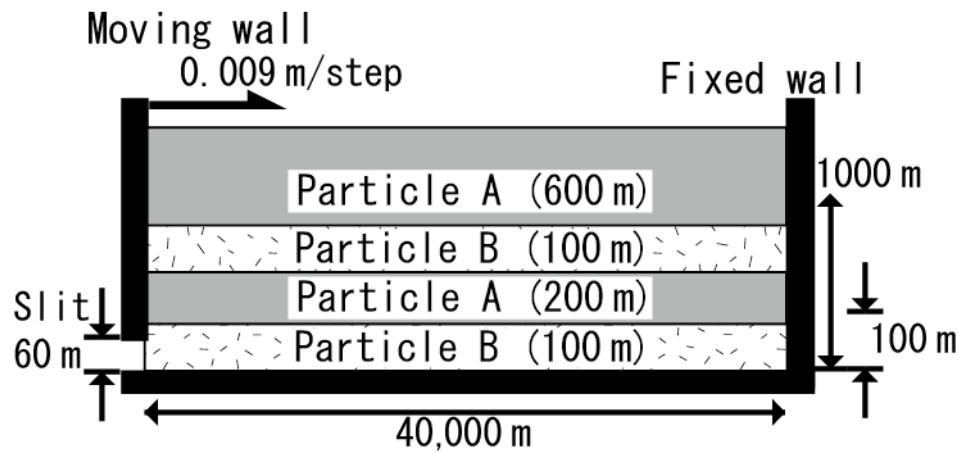


図 5.7 層間弱面モデルの初期セッティング

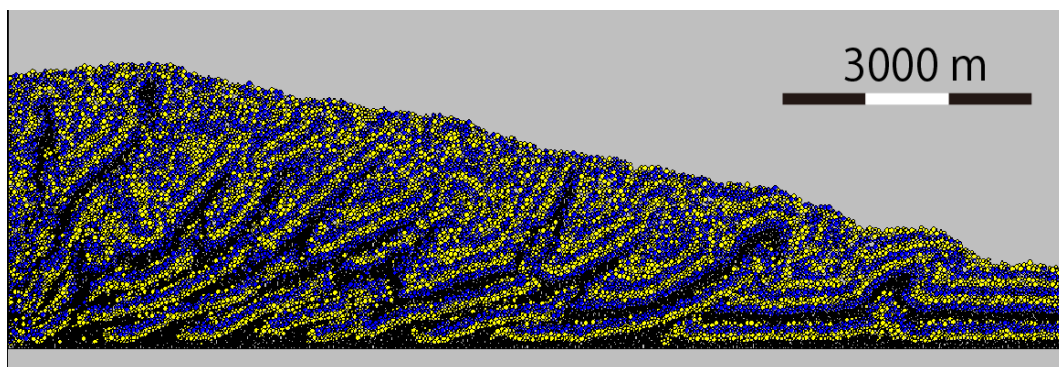


図 5.8 22500 m 短縮後の層間弱面モデルの地質構造

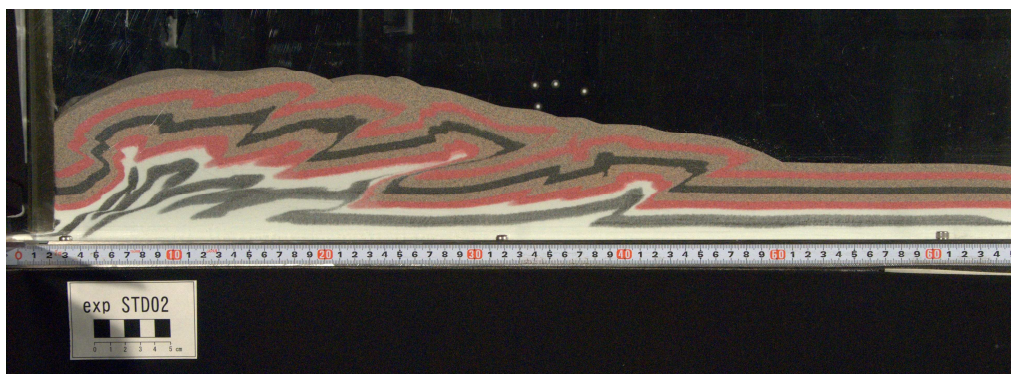


図 5.9 アナログモデル実験において再現された層間弱面モデル。陸側の層間弱面下において底付け付加構造が確認できる。

5.4.2 入力モデルにおける物理量分布

本研究では、3種類のモデルにおいて（摩擦一定モデル、摩擦増加モデル、層内弱面モデル）、いずれも短縮量 21,600m の時点を解析対象とし、SOM による解析を行う物理量として間隙率、応力、ひずみ速度をそれぞれのモデルから計算した（図 5.10, 図 5.11, 図 5.12）。各物理量は半径 90m の測定円を用いて水平方向、鉛直方向ともに 90m 間隔で求めた。

1) 摩擦一定モデル（図 5.10）

水平応力

移動壁近傍の付加体深部において大きな値が観察され、移動壁から遠方の堆積層内や付加体浅部において小さな値が観察される。

鉛直応力

付加体浅部において小さく、付加体深部において大きい。

ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$

広域的に絶対値の大きな値が分布している。プレート境界断層沿いや、フロンタルスラスト特に絶対値の大きなひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ が分布している。

ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$

プレート境界断層沿いや、フロンタルスラスト沿いに絶対値の大きなひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ が分布している。

間隙率

付加体表層部において間隙率の高い領域が分布し、付加体深部において間隙率の低い領域が分布していることがわかる。活動的なフロンタルスラストでは間隙率が高くなっている。既存の断層部においても断層沿いに深部まで比較的高い間隙率が分布している。

2) 摩擦増加モデル（図 5.11）

水平応力

移動壁近傍の付加体深部において大きな値が観察され、移動壁から遠方の堆積層内や付加体浅部において小さな値が観察される。大きな値は移動壁近傍に集中している。

鉛直応力

付加体浅部において小さく、付加体深部において大きい。

ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$

広域的に絶対値の大きな値が分布している。プレート境界断層沿いや、フロンタルスラスト、OOST が形成されつつある移動壁側に特に絶対値の大きなひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ が分布している。

ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$

プレート境界断層沿いや、フロンタルスラスト、OOST に絶対値の大きなひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ が分布している。

間隙率

付加体表層部において間隙率の高い領域が分布し、付加体深部において間隙率の低い領域が分布し

ていることがわかる。活動的なフロンタルスラストでは間隙率が高くなっている。既存の断層部においても断層沿いに深部まで高い間隙率が分布している。

3) 層内弱面モデル (図 5.12)

水平応力

移動壁近傍の付加体深部において大きな値が観察され、移動壁から遠方の堆積層内や付加体浅部において小さな値が観察される。

鉛直応力

付加体浅部において小さく、付加体深部において大きい。

ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$

広域的に絶対値の大きな値が分布している。プレート境界断層沿いや、フロンタルスラスト特に絶対値の大きなひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ が分布している。また、底付け堆積物ユニット周囲で高いひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ が分布している。

ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$

プレート境界断層沿いや、フロンタルスラストに絶対値の大きなひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ が分布している。

間隙率

付加体表層部において間隙率の高い領域が分布し、付加体深部において間隙率の低い領域が分布していることがわかる。活動的なフロンタルスラストでは間隙率が高くなっている。既存の断層部においても断層沿いに深部まで高い間隙率が分布している。

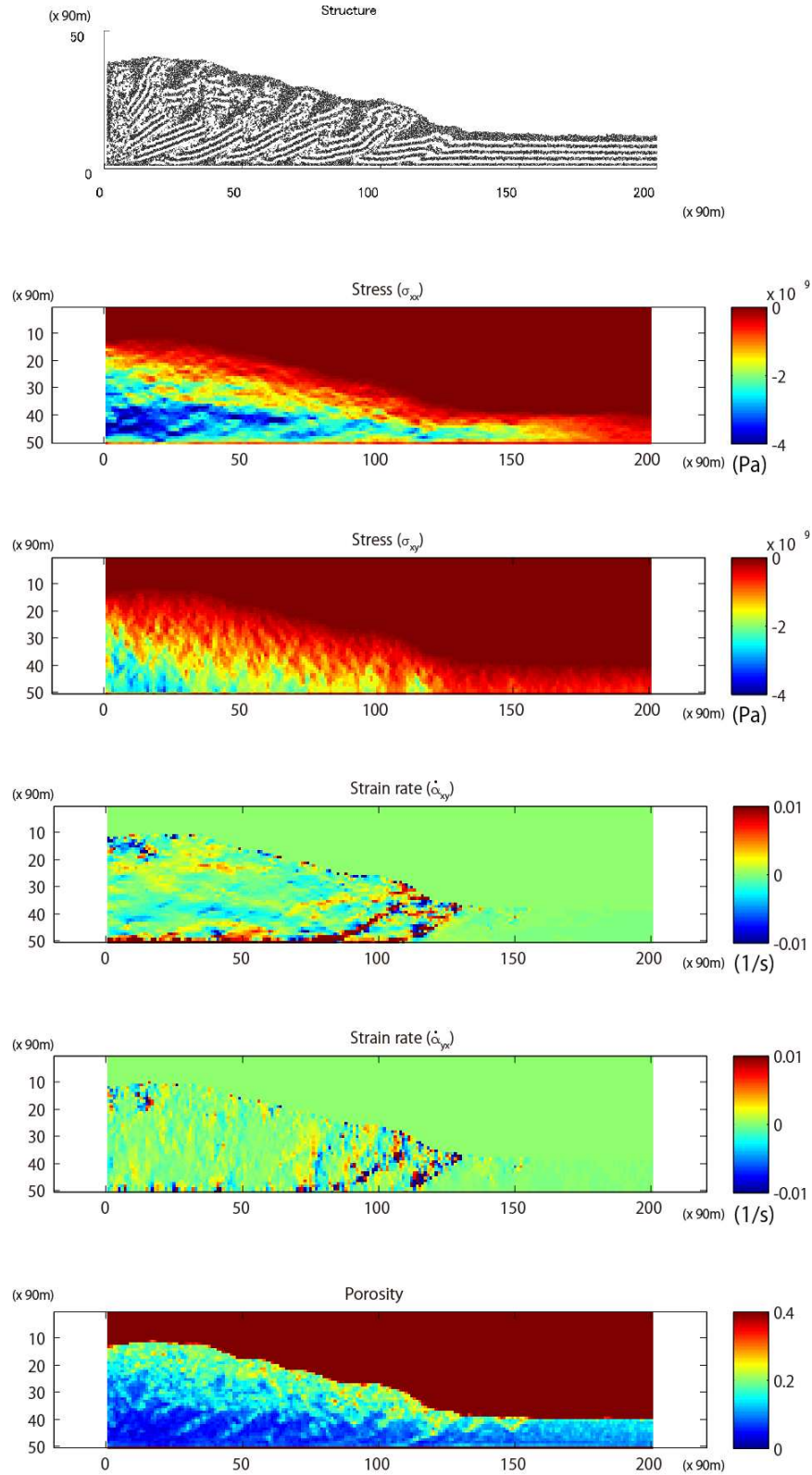


図 5.10 摩擦一定モデルにおける 21,600 m 短縮時の地質構造と物理量. 上から順に地質構造, 水平圧縮応力, 鉛直応力, ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$, ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$, 間隙率. それぞれの図に表される水平方向および鉛直方向の目盛りは共に, 1 目盛り 90m を示す. ここでの応力は圧縮を負とする.

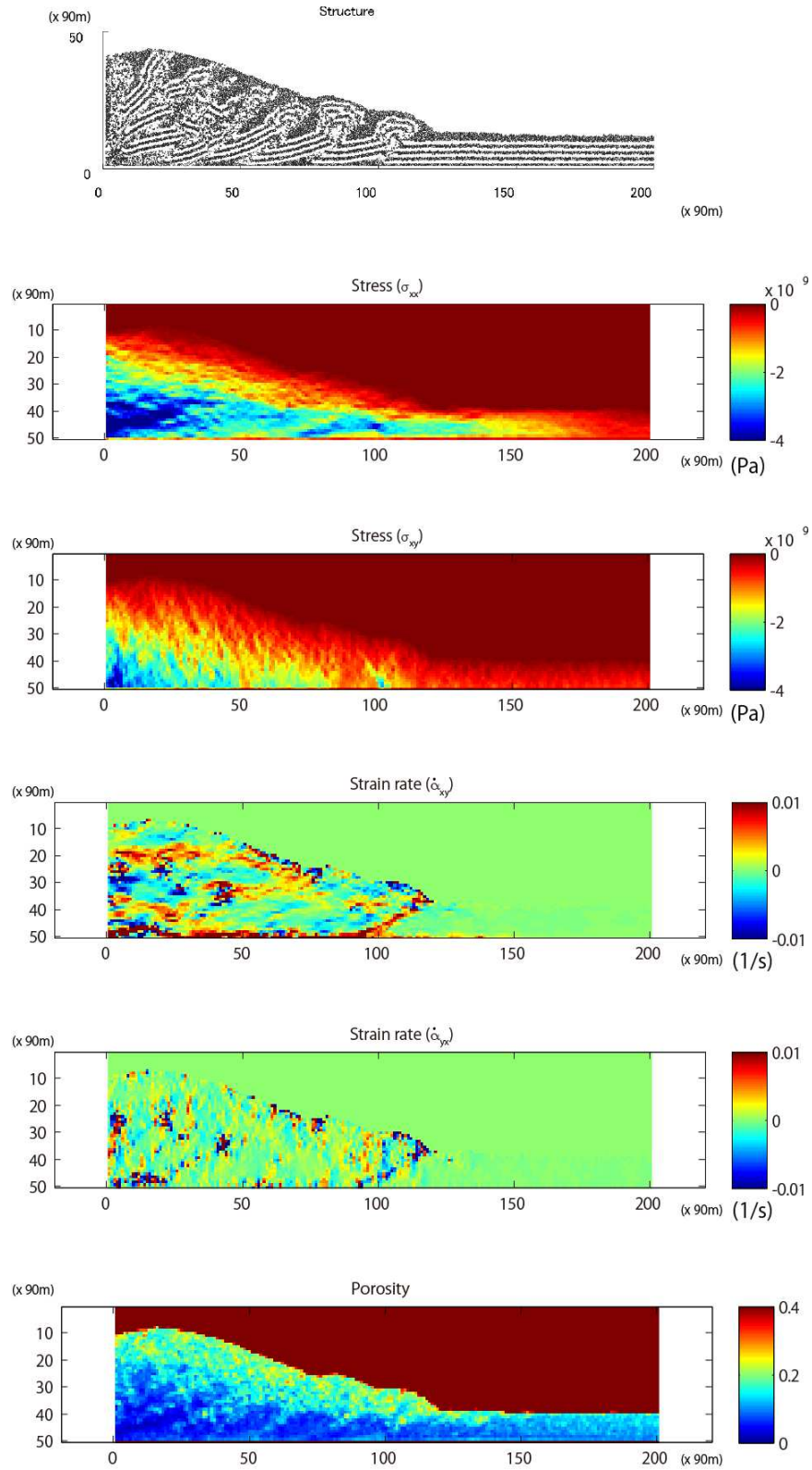


図 5.11 摩擦増加モデルにおける 21,600 m 短縮時の地質構造と物理量. 上から順に地質構造, 水平圧縮応力, 鉛直応力, ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$, ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$, 間隙率. それぞれの図に表される水平方向および鉛直方向の目盛りは共に, 1 目盛り 90m を示す. ここでの応力は圧縮を負とする.

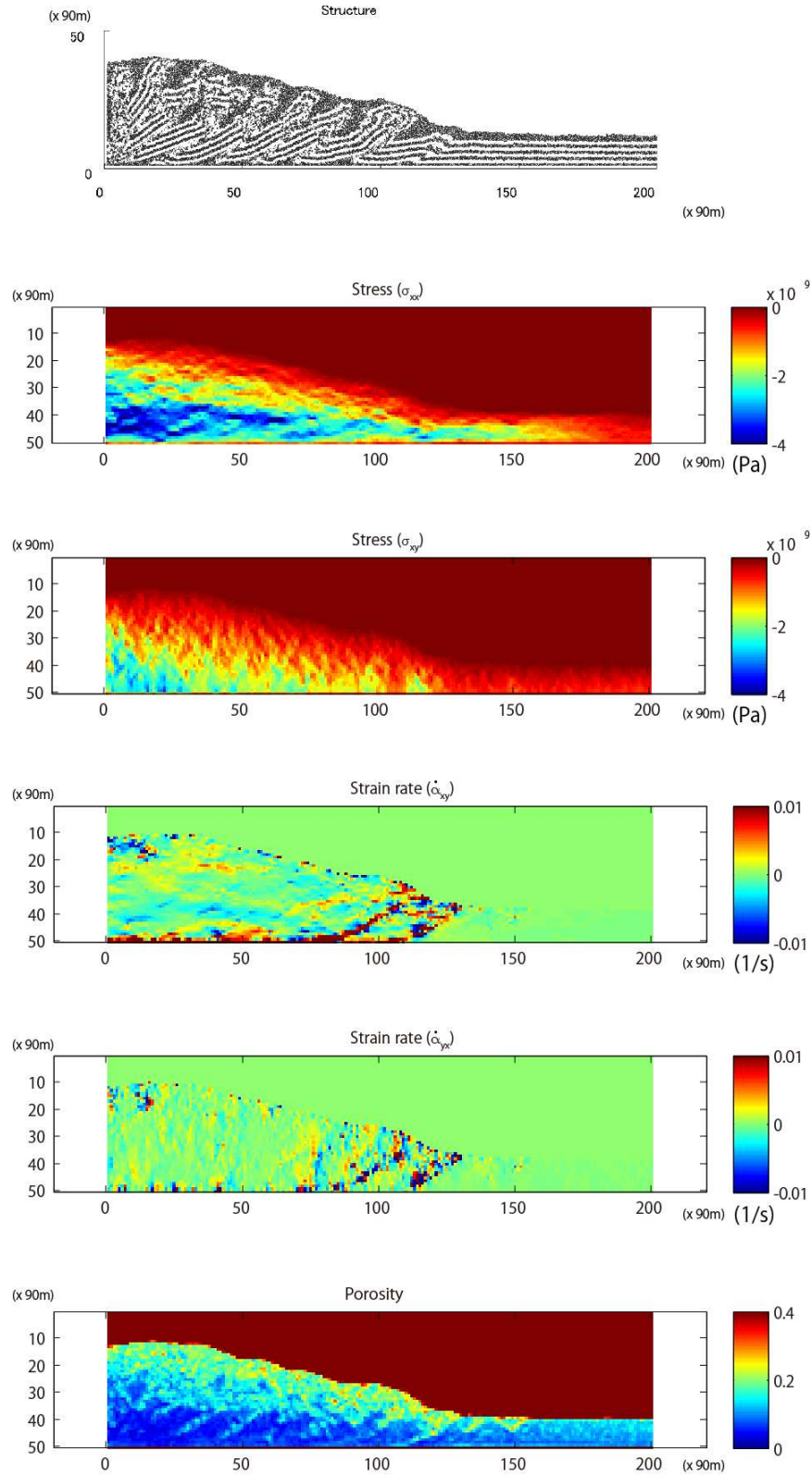


図 5.12 層間弱面モデルにおける 21,600 m 短縮時の地質構造と物理量. 上から順に地質構造, 水平圧縮応力, 鉛直応力, ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$, ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$, 間隙率. それぞれの図に表される水平方向および鉛直方向の目盛りは共に, 1 目盛り 90m を示す. ここでの応力は圧縮を負とする.

5.4.3 自己組織化マップによる物理量分類の結果

学習用のマップのサイズを 10x20 ノードに設定し、学習を行った。学習後の SOM マップ上での各物理量の分布を図 5.13 に示す。前節の単一モデルにおける SOM 解析と同様、分類クラス数を 7 とした。SOM によって出力されたマップに対し、異なる 20 パターンの初期値で k-means 法により 7 クラスへの分類テストをおこない、それぞれの初期値パターンにおける分類後の DB-index の値を記録した (図 5.14)。k-means 法による分類テストの結果、「パターン e」において DB-index が最小となった (図 5.14)。そこで、k-means 法において「パターン o」を採用したときの分類結果を最適な分類結果とし、以下ではこの分類に基づいた議論を行う。また、分類された物理量をもとに、各クラスの摩擦一定モデル、摩擦増加モデル、層間弱面モデル内での分布図を図 5.15 に示す。

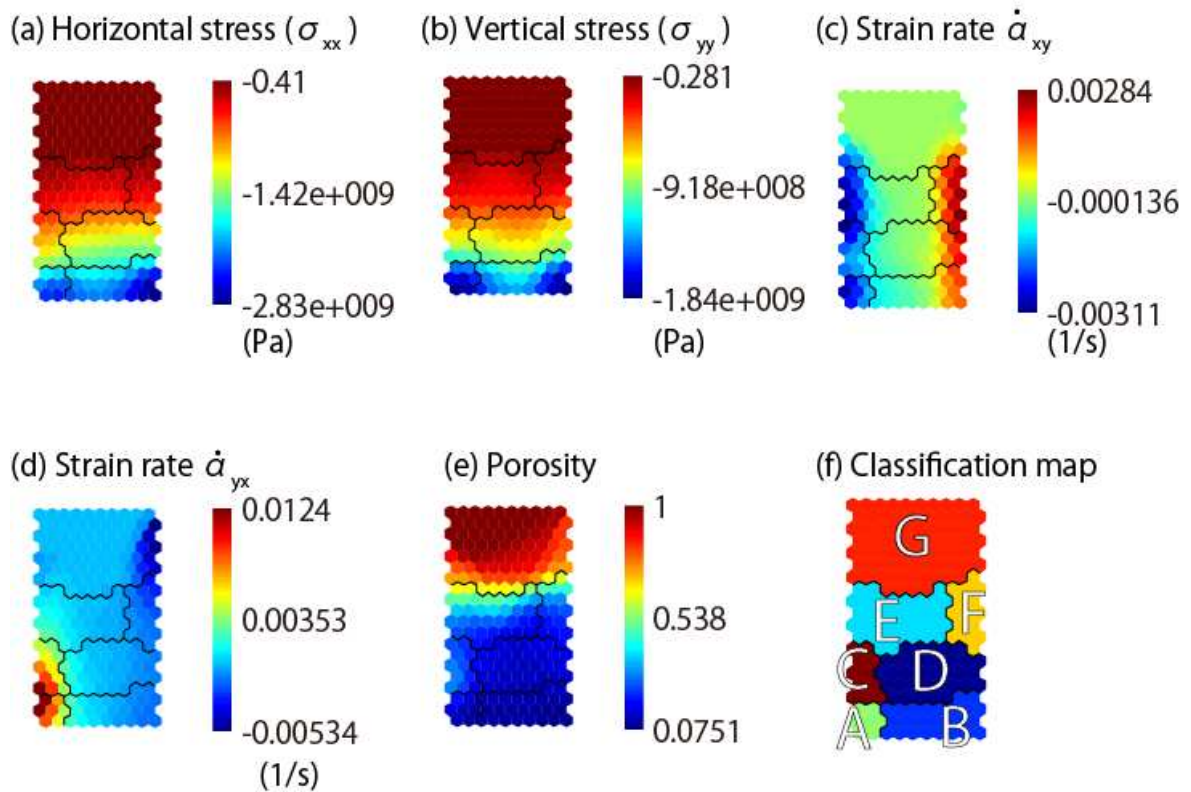


図 5.13 SOM マップ上での各物理量の分布とクラス分けされたマップ。それぞれ水平応力 (a), 鉛直応力 (b), ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ (c), ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ (d), 間隙率 (e), とクラス分けされたマップ (f)。

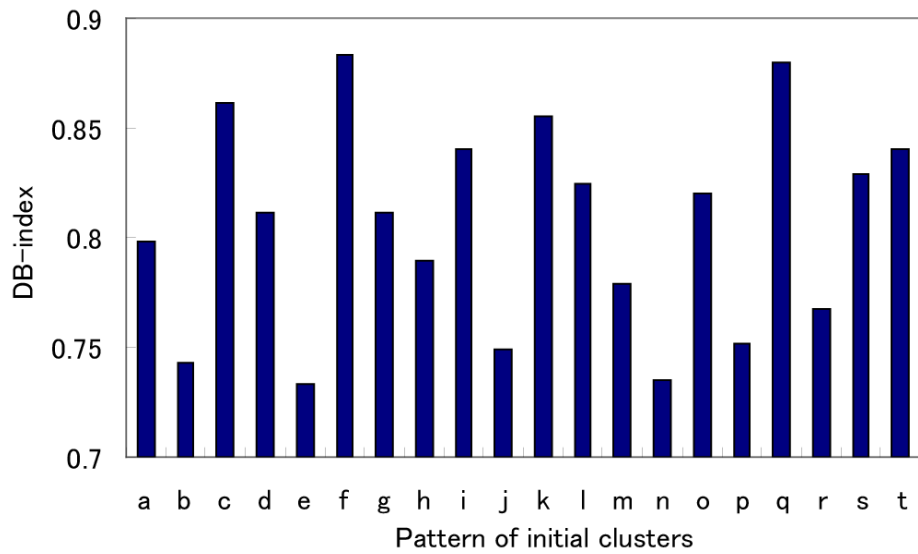


図5.14 20種類の初期値パターンに対するDB-indexの値 (a-t).

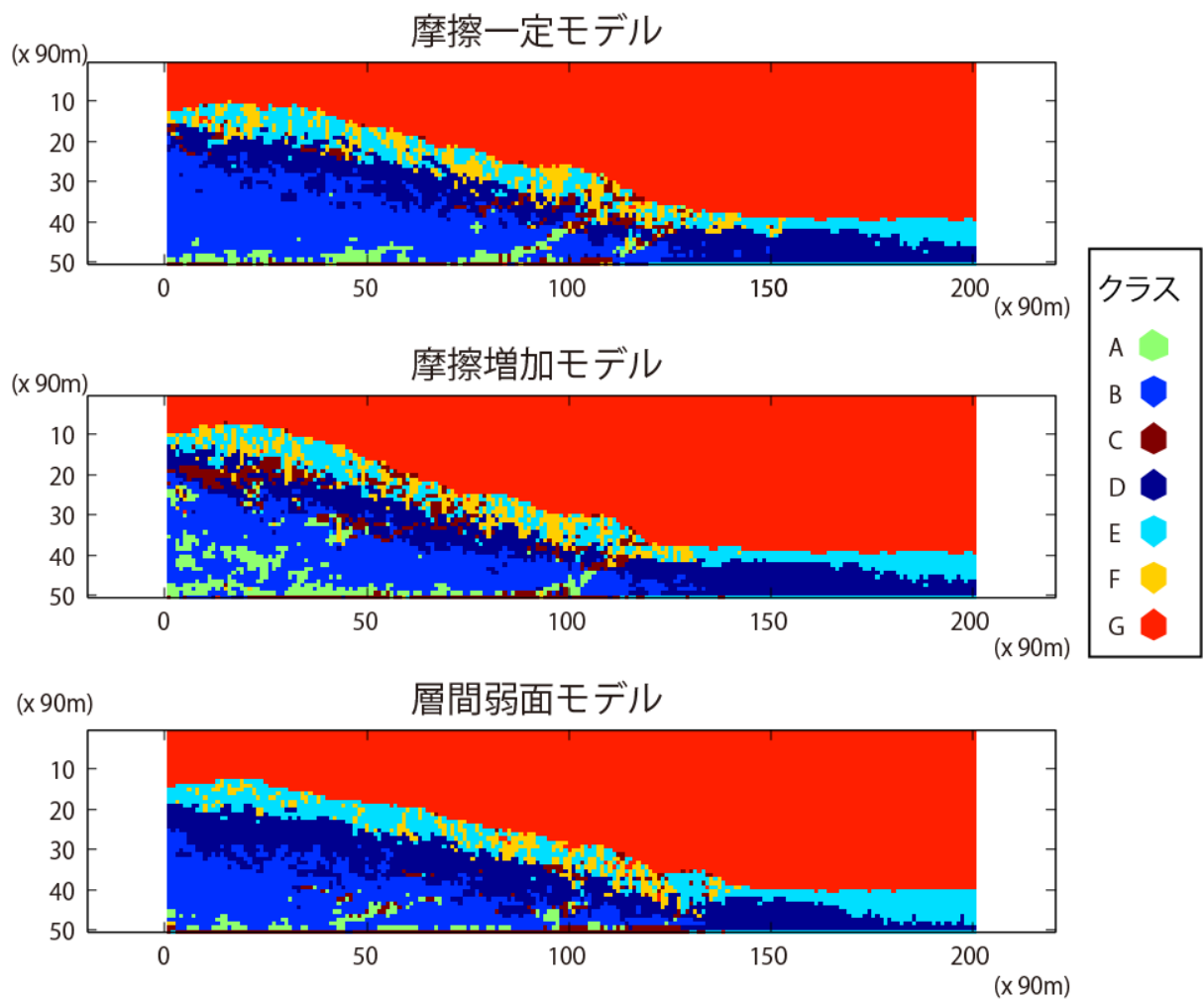


図 5.15 摩擦一定モデル，摩擦上昇モデル，層間弱面モデルにおける内部のクラス分けの結果（7 つのクラスの分布）。縦軸横軸の目盛はひと目盛 90m.

5.4.4 分類クラスの有する物理量

クラス分けされたマップと SOM マップ上の各物理量から (図 5.13), 各クラスが有する物理量を以下にまとめる (表 5.3). 本節でも各クラスの有する各物理量の大きさについては, 各クラスに所属するノードの有する物理量の平均値として決定した.

- クラス A . . . 水平圧縮応力, 鉛直圧縮応力共に高い (++) . ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ は低く (--), ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ は高い (++) . 間隙率は低い (--).
- クラス B . . . 水平圧縮応力, 鉛直圧縮応力共に高い (++) . ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ は比較的高く (+), ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ は比較的低い (-) . 間隙率は低い (--).
- クラス C . . . 水平圧縮応力, 鉛直圧縮応力共に比較的高い (+) . ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ は比較的低く (-), ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ は比較的高い (+) . 間隙率は比較的低い (-).
- クラス D . . . 水平圧縮応力, 鉛直圧縮応力共に比較的高い (+) . ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ は比較的高く (+), ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ は比較的低い (-) . 間隙率は比較的低い (--).
- クラス E . . . 水平圧縮応力, 鉛直圧縮応力共に比較的低い (-) . ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ は低く (--), ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ は比較的高い (+) . 間隙率比較的高い (+).
- クラス F . . . 水平圧縮応力, 鉛直圧縮応力共に比較的低い (-) . ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ は高く (++), ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ は比較的低い (-) . 間隙率は比較的高い (+).
- クラス G . . . 水平圧縮応力, 鉛直圧縮応力共に低い (--) . ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ は比較的低く (-), ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ は比較的高い (+) . 間隙率は高い (++) .

複数のモデルから得られた物理量を解析した場合も, 各クラスは物理量の大小の組み合わせがいずれも異なっていることから, 本分類手法は複数モデルからの物理量に対しても, 各クラスがそれぞれ独自の物理量パターンをもつように分類するのに有効であると言える.

表 5.3 各クラスの有する入力物理量の大きさ.

	水平圧縮応力	鉛直圧縮応力	ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$	ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$	間隙率
A	++	++	--	++	--
B	++	++	+	-	--
C	+	+	-	+	-
D	+	+	+	-	-
E	-	-	--	+	+
F	-	-	++	-	+
G	--	--	-	+	++

各クラスにおける, +と-の数が相対的な物理量の大きさを表す. ただし, 水平応力と鉛直応力は圧縮を負にとっているため, SOMマップ上の応力 (負の値) の絶対値の大きい値を圧縮として大きな値であることから, 本表では "+"とする

5.4.5 分類クラスと地質構造の対応

摩擦一定モデル，摩擦増加モデル，層間弱面モデル内での各クラスの分布（図 5.15）から，それぞれのモデル内での各クラスと地質構造の対応は下記のようにまとめられる．

1) 摩擦一定モデル

- クラス A . . . 付加体底部，フロンタルスラストとさらに変形前縁側で形成されつつある断層深部．
- クラス B . . . 付加体深部．
- クラス C . . . 付加体前縁部の中深度域．フロンタルスラスト中深度部や，変形前縁側で形成されつつある断層に至るデコルマ．
- クラス D . . . 付加体中深度域．未変形堆積層深部．
- クラス E . . . 付加体浅部．未変形堆積層浅部．
- クラス F . . . 付加体浅部変形前縁部に集中．付加体斜面浅部．
- クラス G . . . 海水部．

2) 摩擦増加モデル

- クラス A . . . 付加体底部，フロンタルスラスト．形成されつつある序列外スラスト周囲および，その上盤．
- クラス B . . . 付加体深部．
- クラス C . . . 付加体前縁部の中深度域．フロンタルスラスト中深度部．斜面傾斜急変域浅部．
- クラス D . . . 付加体中深度域．未変形堆積層深部．
- クラス E . . . 付加体浅部．未変形堆積層浅部．
- クラス F . . . 付加体浅部変形前縁部に集中．付加体斜面浅部．
- クラス G . . . 海水部．

3) 層内弱面モデル

- クラス A . . . 付加体底部，フロンタルスラスト．底付けされた堆積物ユニット．
- クラス B . . . 付加体深部．
- クラス C . . . 付加体前縁部の中深度域．フロンタルスラスト中深度部．底付けされた堆積物ユニット周囲．
- クラス D . . . 付加体中深度域．未変形堆積層深部．
- クラス E . . . 付加体浅部．未変形堆積層浅部．
- クラス F . . . 付加体浅部変形前縁部に集中．付加体斜面浅部．
- クラス G . . . 海水部．

分類された各クラスは、前節同様それぞれ特有の地質構造に対応して分布しており、複数のモデルから得られた物理量を入力情報とした場合も、SOM 解析によって地質構造を反映するクラス分けが行えることが確認できた。複数のモデルを入力した場合も、クラスの有する物理量パターンはすでに明らかになっているので (5.5.4)、各地質構造の物理量パターンは対応するクラスの有する物理量パターンから読み取ることができる。例えば、付加体深部はいずれのモデルにおいてもクラス B が対応することから、付加体深部の物理量パターンはクラス B の「水平圧縮応力、鉛直圧縮応力共に高い。ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{xy}$ は比較的高く、ひずみ速度 $\dot{\alpha}_{yx}$ は比較的低い。間隙率は低い。」と読み取れる。

複数のモデルを導入した場合、いずれのクラスも同一の基準 (SOM マップ) に基づいて分類されており、各モデル間で複数の物理量について同時に比較することができる。例えば、先ほどのクラス B の分布はいずれのモデルでも付加体深部に位置するが、摩擦一定モデルや摩擦増加モデルに対して、層間弱面モデルにおいてクラス B の分布域は狭く、それは変形前縁域 (5400 から 8100m) において特に小さい。代わりに、同変形前縁域 (5400 から 8100m) において層間弱面モデルではクラス D の分布が広い。この差は、層間弱面モデルでは変形前縁域深部において、水平圧縮応力と鉛直圧縮応力が高く、間隙率の低い (クラス B) 領域よりも、水平圧縮応力と鉛直圧縮応力が比較的高く、間隙率の比較的低い (クラス D) 領域が広いことを意味する。層間弱面モデルの変形前縁域 (5400 から 8100m) 深部には、底付けされた堆積物ユニットが存在する。このことから、今回の結果はこのような地質構造の違いによって生じる物理量に分布の違いを反映できていることがわかる。また、このような地質構造の違いによる物理量の差を反映したものとして、クラス A とクラス C の分布が顕著である。クラス A とクラス D の分布域はともに、摩擦一定モデルではフロンタルスラストを含む変形前縁部、摩擦増加モデルにおいては形成されつつある序列外スラスト周囲、層間弱面モデルでは底付けされている堆積物ユニット周囲に分布する。フロンタルスラストを含む付加体先端部は活動的な領域であり (第 2 章)、摩擦増加モデルにおいて形成されつつある序列外スラスト周囲は内部変形が活発に起きている領域である (第 3 章)。このことから、それらの活発的な領域に対応するクラスが分布する層間弱面モデルの底付けされている堆積物ユニット周囲もまた活動的な領域である事が読み取れる。このように、本分類手法を複数のモデルに同時に適用した場合、クラス分類が同一の基準で行われていることから、各モデル間の物理量パターンについて、事前に分類基準を設ける事無く複数の物理量について同時に比較することができる。

以上のことから、SOM と k-means 法を組み合わせた本分類手法は、複数のモデルから取得された物理量に対しても、物理量パターンに基づきクラス化し、対応するクラスから地質構造の有する物理量パターンをまとめる上で有効な手法であることが確認できた。また、各地質構造モデル中のクラスは同一基準 (SOM マップ) に基づいて分類されたものであることから、複数のモデル間で物理量パターンを基に物理量分布を比較する上で有効な手法であることが確認できた。

5.5 結論

本研究では、自己組織化マップ (SOM) と k-means 法を組み合わせた分類手法を、個別要素法による地質構造モデリングから取得された物理量へ適用し、さらにその解釈を加えた。まず、個別要素法により再現された序列外スラスト (OOST) を含む地質構造モデルから取得された物理量 (応力、ひずみ速度、間隙率) に対して SOM と k-means 法を組み合わせた分類手法を適用した結果、分類された各クラスが独自の物理量パターンをもつことから、地質構造モデルにおける物理量を分類できることが示された。また、分類されたクラスをそれぞれ地質構造に対応させることで、地質構造における物理量パターンを読み取ることができた。次に、内部に異なる特徴的な地質構造を有する 3 種類の付加体モデル (摩擦一定モデル、摩擦増加モデル、層間弱面モデル) を対象に同時に SOM 解析を行った。その結果、上記と同様に地質構造モデルにおける物理量を分類でき、分類されたクラスをそれぞれ地質構造に対応させることで、地質構造における物理量パターンを読み取ることができた。付加体として活動的な、摩擦一定モデルの変形前縁のフロンタルスラストと、摩擦増加モデルにおける序列外スラストに対応するクラスが、層間弱面モデルにおいては底付け付加ユニットに対応した。これから、層間弱面モデルにおいては底付け付加ユニットも、変形前縁部や序列外スラストと同等の変動場であることが読み取れる。このことから、複数のモデルから得られた物理量に対して同時に SOM 解析を行うことで、事前に評価基準を設ける事無く、異なるモデル間で同一基準の物理量分類を行うことができ、分類されたクラスについては各モデル間で直接対比することが可能であることが示された。以上のことから、SOM と k-means 法を組み合わせた分類手法は、個別要素法による地質構造モデリングから得られる物理量情報に対して、内部の地質構造に対応して物理量パターンを評価することができる手法であることが確認された。

第6章 結言

6.1 本研究の総括

6.1.1 付加体先端域の断層活動と再活動

個別要素法により付加体の形成過程を再現し、内部の応力状態を計算することによって、付加体先端域の断層形成およびその再活動と、それを駆動する断層周囲の応力との関係を明らかにした。付加体内の応力は断層活動を含む付加体の成長と連動しており、付加体先端では高い応力比環境で断層が形成され、付加体内部においては強度低下した既存断層の再活動によって応力比の上昇が抑制される。すなわち、付加体先端域において、フロントスラストによって、等方的な応力を有する付加体と異方的な応力状態にある未変形堆積層とに区分されていることが明らかになった。

6.1.2 プレート境界断層沿いのせん断応力の上昇と付加体変形

個別要素法による地質構造モデリングにより、付加体下のプレート境界断層沿いの摩擦係数の上昇が付加体の構造に与える影響を検討した。プレート境界断層の摩擦係数が沈み込み方向に上昇することで、陸側斜面が急傾斜となる斜面傾斜の急変点と、既存の衝上断層（インシークエンススラスト）を切る序列外スラスト（OOST）が再現された。様々な条件下で行われたモデル実験における付加体構造を比較した結果、プレート境界断層が平坦な環境下で OOST と斜面傾斜の急変点を有する付加体構造は、プレート境界断層沿いの摩擦上昇によってのみ形成されることが明らかになった。このことは、室戸沖付加体、スンダ付加体、バルバドス付加体でもプレートの沈み込みにともなってプレート境界断層沿いの摩擦係数が上昇しているか、摩擦係数上昇に相当する間隙水圧の減少が起きていることを示している。

6.1.3 地質構造モデリングにおける物理情報処理への自己組織化マップの適用

SOM と k-means 法を組み合わせた分類手法を、個別要素法による地質構造モデリングから取得された物理量へ適用し、さらにその解釈を加えた。まず、個別要素法により再現された序列外スラスト（OOST）を含む地質構造モデルから取得された物理量（応力、ひずみ速度、間隙率）に対して SOM と k-means 法を組み合わせた分類手法を適用した結果、分類された各クラスが独自の物理量パターンをもつことから、地質構造モデルにおける物理量を分類できることが示された。また、分類されたクラスをそれぞれ地質構造に対応させることで、地質構造における物理量パターンを読み取ることができた。次に、内部に異なる特徴的な地質構造を有する3種類の付加体モデル（摩擦一定モデル、摩擦増加モデル、層間弱面モデル）を対象に同時に SOM 解析を行った。その結果、異なるモデルでそれぞれ活動的な領域を分類することができた。このことから、複数のモデルから得られた物理量に対して同時に SOM 解析を行うことで、事前に評価基準を設ける事無く、異なるモデル間で同一基準の物理量分類を行うことができた。

6.2 今後の課題と展望

6.2.1 本研究成果の付加体研究への展開

本研究で得られた、付加体先端域および序列外スラスト形成域での付加体発達過程に対する知見は、今後の付加体研究への展開が期待できる。

本研究成果から、付加体内の浅部低周波地震（VLF）の震源メカニズムとして既存断層の再活動を提案する。まず、VLF 特徴を以下にまとめる（Ito and Obara, 2006a; 2006b）。

- 発生域はプレート境界型地震の震源域より海溝側
- 震源はプレート境界より浅い（5km 程度）
- 発震メカニズムはプレート境界断層よりも高角な逆断層
- 陸側の震源ほど高角な逆断層成分を持つ
- 発生時の応力降下量は小さい

これらのことから VLF はこれまで、序列外スラストにおける地震活動であると考えられてきた（Ito and Obara, 2006a）。しかし、本研究成果は OOST のような大断層だけではなく、既存断層の再活動によっても VLF が引き起こされる可能性を示す。本研究から明らかになった既存断層とその活動を以下にまとめる。

- 再現された付加体はプレート境界型地震の震源域よりも海溝側
- 既存断層は付加体中に存在（浅い）
- 既存断層はプレート境界断層より高角な逆断層
- 既存断層は再活動に伴って陸側に向かって高角になる
- 強度の低い既存断層面の再活動であったため小さな応力比で活動し、応力降下量も小さい

以上の既存断層の再活動の特徴は、上記の VLF の特徴と一致することから、OOST のような大断層だけでなく既存の断層も VLF の震源断層として考えられる。しかし、本研究で明らかになった既存断層の再活動は、周囲の応力条件が摩擦滑り条件を満足すればどのような場所でも発生するが、VLF は限られた領域でのみ発生することからが知られている（Ito and Obara, 2006a）。本研究結果からはこのような限定的な VLF の分布を説明できない。VLF の限定的な分布は 3 次元的な地質構造の影響や、地質構造以外の影響（間隙水圧）なども考えられることから、今後このような要素を考慮したモデルの構築が必要である。

本研究により付加体先端域の応力の時空間分布がモデル化された。これにより、海洋掘削により得られた原位置応力情報（Tobin et al., 2009; Lin et al., 2010; Chang et al., in press）の空間的また時間的な拡張が可能になる。本研究で付加体内の応力状態が空間的・時間的に変化することが明らかになり、現在海洋掘削により観測される応力状態は空間的にも時間的にも限定的な情報であると言える。しかし、本研究で構築された応力の空間的・時間的変化モデルと、現在取得されている応力情報を適切にキャリブレーションすることができれば、掘削により得られた一次元的情報を 2 次元に拡張し、その時間発展を予測する事が可能になる。

本研究で確認された付加体先端域での既存断層の再活動や長期的な OOST の活動から、これらの断層上盤において高濃度メタンハイドレート賦存域の形成が期待できる。逆断層活動にともなう隆起によってメタンハイドレートの安定領域は上方に移動し、それにともなって付加体中では既存のメタン

ハイドレートの分解とメタンガスの移動が引き起こされる (Ashi et al., 2002). このようなメタンハイドレート分解、移動、濃集の過程によりメタンハイドレートの濃集量増やすと考えられる (Ashi et al., 2002). また、新たな断層の形成や既存断層の再活動は、メタンガスの移動を促進する (Baba and Yamada, 2006). 本研究で確認された繰り返される既存断層の再活動や、OOST の長期的な活動は、断層上盤の隆起を引き起こし、その断層自体もメタンガスの移動経路となり得る. そのため、付加体先端域の既存断層や、序列外スラストの上盤では、メタンの分解、移動、濃集が繰り返され、より高濃度のメタンハイドレートが形成されている可能性が高く、効率的なメタンハイドレート開発が行える領域であると期待できる.

6.2.2 数値シミュレーションによる地質構造モデリングの拡張

本研究で扱ったモデル内の応力計測 (第 3 章) や、実験材料の動的な物性変化 (第 4 章) はいずれも、アナログモデル実験では実行困難な設定である. そのため、本研究は数値シミュレーションによるアナログモデル実験の拡張と位置づけることができる. 地質構造の力学情報と幾何・運動情報とを兼ね備えたモデルや、地質スケールでの物性変化を再現したモデルは、今後他の地質体にも適用が期待できる. 一方で、本研究では計算機の計算性能の限界から、地質構造は 2 次元に限られ分解能やモデルスケールを大きく左右する粒子数も制限された. 現在は各種シミュレーション手法において GPGPU による計算能力の向上が図られており (Owens et al., 2007, Nakata, 2010), 本研究で用いた個別要素法についても同様に計算能力が向上している (Nishiura and Sakaguchi, 2010). このような新規計算手法の導入によりモデルの向上が期待できる. また、本研究ではプレート境界断層沿いのせん断応力の上昇を、モデル材料の摩擦係数の上昇により再現した. しかし、実際の地質体においては、このようなせん断応力の上昇には、間隙水圧の減少が大きく寄与する (Sibson, 1985). このような実際に起きているであろう間隙水圧変動を取り入れたモデル構築には、固相-液相の二層を再現できるシミュレーション手法が必要である (Shimizu, 2006 ; Nishiura et al., 2010 ; Ohtsuki and Matsuoka, 2010).

一方、GPGPU などの導入による計算能力の向上を踏まえても、数値シミュレーションは要素数の点でアナログモデル実験の分解能には及ばない. 今後の地質構造モデリングにおいて、アナログとデジタルの両方においてそれぞれの利点を生かしたモデリングが重要である.

6.2.3 自己組織化マップによる分類の展開

本研究において、個別要素法モデリングによって得られた間隙率、応力、ひずみ速度を統合的に解析するための手法として自己組織化マップを導入し、その適用性を確認した. SOM と k-means 法を組み合わせた分類手法は、理論上あらゆる物理量が入力可能で、入力数も無制限であることから、様々な物理量への適用が可能で、異なる物理量の解析結果からは今後さらなる知見が得られることが期待できる. 本分類手法は数値シミュレーションから得られる情報に限らず、アナログモデル実験で取得された情報 (変形速度や歪量) などへも適用可能である.

天然の付加体において物理探査などにより取得される物理量 (弾性波速度、電気比抵抗など) と地質構造モデリングで得られる物理量を直接比較する事は困難である. 一方、本研究で行ったような、

物理量を分類することで地質体の特性を捉える試みが，すでに天然の付加体において行われている (Tsuiji et al., 2005)．本研究の成果は，天然の付加体とモデルの付加体とで，それぞれ直接的に物理量の値を比較するだけでなく，複数の物理量の組み合わせでパターン化し，そのパターンを比較するという視点を与える．

参考文献

- Adam, J., Urai, J., Wieneke, B., Oncken, O., Pfeiffer, K., Kukowski, N., Lohrmann, J., Hoth, S., van der Zee, W., Schmatz, J., 2005. Shear localisation and strain distribution during tectonic faulting? new insights from granular-flow experiments and high-resolution optical image correlation techniques. *Journal of Structural Geology*, Elsevier, 27, 283-301.
- 日外勝仁, 斎藤敏明, 伊東佳彦, 橋本祥司, 2004. 数理化理論 II 類および自己組織化マップによる岩盤斜面危険度評価法に関する研究, 土木学会論文集, No.771, pp.51-60.
- Anderson, E. M. 1951. The dynamics of faulting and dyke formation with applications to Britain. Oliver and Boyd, Edinburgh, 206p.
- Ashi, J., Tokuyama, H., Taira, A. 2002. Distribution of methane hydrate BSRs and its implication for the prism growth in the Nankai Trough. *Marine Geology*, 187, 177-191.
- 麻生秀樹, 津田宏治, 村田昇, 2003. パターン認識と学習の統計学 新しい概念と手法 統計科学のフロンティア. 岩波書店.
- Baba, K., Yamada, Y., 2004. BSRs and associated reflections as an indicator of gas hydrate and free gas accumulation: an example of accretionary prism and forearc basin system along the Nankai Trough, off central Japan. *Resource Geology*, John Wiley and Sons, 54, 11-24.
- Bangs, N., Hornbach, M., Moore, G., Park, J., 2010. Massive methane release triggered by seafloor erosion offshore southwestern Japan. *Geology*, Geological Soc America, 38, 1019.
- Bangs, N.L., Shipley, T.H., Gulick, S.P.S., Moore, G.F., Kuromoto, S., Nakamura, Y., 2004. Evolution of the Nankai Trough decollement from the trench into the seismogenic zone: Inferences from three-dimensional seismic reflection imaging. *Geology* 32 (4), 273-276.
- Barrientos, B., Cerca, M., Garcia-Márquez, J., Hernández-Bernal, C., 2008. Three-dimensional displacement fields measured in a deforming granular-media surface by combined fringe projection and speckle photography. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, IOP Publishing, 10, 104027.
- Behrmann, J., Brown, K., Moore, J., Mascle, A., Taylor, E., Alvarez, F., Andreieff, P., Barnes, R., Beck, C., Blanc, G., others, 1988. Evolution of structures and fabrics in the Barbados Accretionary Prism. Insights from Leg 110 of the Ocean Drilling Program. *Journal of Structural Geology*, Elsevier, 10, 577-591.
- Benesh, N.P., Plesch, A., Shaw, J.H., Frost, E.K., 2007. Investigation of growth fault bend folding using discrete element modeling: Implications for signatures of active folding above blind thrust faults. *Journal of Geophysical Research* 112, B03S04, doi:10.1029/2006JB004466.
- Burbidge, D.R., Braun, J., 2002. Numerical models of the evolution of accretionary wedges and fold-and-thrust belts using the distinct-element method. *Geophysical Journal International* 148 (3), 542-561.
- Buiter, S., Babeyko, A., Ellis, S., Gerya, T., Kaus, B., Kellner, A., Schreurs, G., Yamada, Y., 2006. The numerical sandbox: comparison of model results for a shortening and an extension experiment. *Geological Society London Special Publications*, 253, 29-64.

- Cadell, H., 1889. Experimental researches in mountain building: Royal Soc. Edinburgh Trans, 35, 337-357.
- Chang, C., L. McNeill, J. C. Moore, W. Lin, M. Conin, Y. Yamada, (in-press). In situ stress state in the Nankai accretionary wedge estimated from borehole wall failures, *Geochem. Geophys. Geosyst.*
- Clift, P., Vannucchi, P., 2004. Controls on tectonic accretion versus erosion in subduction zones: Implications for the origin and recycling of the continental crust. *Rev. Geophys.*, 42. doi:10.1029/2003RG000127.
- Cloos, M., Shreve, R., 1996. Shear-zone thickness and the seismicity of Chilean-and Marianas-type subduction zones. *Geology*, Geological Soc America, 24, 107.
- Cowan, D., Silling, R., 1978. A dynamic, scaled model of accretion at trenches and its implications for the tectonic evolution of subduction complexes. *Journal of Geophysical Research*, American Geophysical Union, 83, 5389-5396.
- Crave, A., Lague, D., Davy, P., Kermarrec, J., Sokoutis, D., Bodet, L., Compagnon, R., 2000. Analogue modeling of relief dynamic. *Physics and chemistry of the Earth, part A: Solid Earth and Geodesy*, Elsevier, 25. 549-553.
- Cundall, P., 1971. A computer model for simulating progressive large scale movements in blocky rock systems. *ISRM Symp., Nancy, France', Proc.* 2, 129-136.
- Dahlen, F.A., 1984. Noncohesive critical coulomb wedges: An exact solution. *Journal of Geophysical Research* 89 (B12), 10,125–10,134.
- Davies, D. L. and Bouldin, D. W., 1979. A cluster separation measure, *IEEE Transactions on Pattern Recognition and Machine Intelligence*, Vol.1, No.2, pp.224-227.
- Davis, D., Suppe, J., Dahlen, F.A., 1983. Mechanics of fold-and-thrust belts and accretionary wedges. *Journal of Geophysical Research* 88 (B2), 1153–1172.
- Del Castello, M., Cooke, M. L., 2007. Underthrusting-accretion cycle: Work budget as revealed by the boundary element method. *Journal of Geophysical Research*, 112. doi:10.1029/2007JB004997
- Del Castello, M., Pini, G.A., McClay, K.R., 2004. Effect of unbalanced topography and overloading on Coulomb wedge kinematics: Insights from sandbox modeling. *Journal of Geophysical Research* 109 (B5), B05405, doi:10.1029/2003JB002709.
- Dominguez, S., Malavieille, J., Lallemand, S.E., 2000. Deformation of accretionary wedges in response to seamount subduction: Insights from sandbox experiments. *Tectonics* 19 (1), 182–196.
- Dooley, T., McClay, K., 1997. Analog modeling of pull-apart basins. *AAPG Bulletin-American Association of Petroleum Geologists*, [Tulsa, Okla.: American Association of Petroleum Geologists, 81, 1804.
- Ellis, S., Schreurs, G., Panien, M., 2004. Comparisons between analogue and numerical models of thrust wedge development. *Journal of Structural Geology*, Elsevier, 26, 1659-1675.
- Finch, E., Hardy, S., Gawthorpe, R., 2003. Discrete element modelling of contractional fault-propagation folding above rigid basement fault blocks. *Journal of Structural Geology* 25 (4), 515–528.
- 粉体工学会編, 1998. 粉体シミュレーション入門-コンピュータで粉体技術を創造する-. 産業図書株式会社. 29-33pp.

- Gutscher, M., Kukowski, N., Malavieille, J., Lallemand, S., 1998. Episodic imbricate thrusting and underthrusting: Analog experiments and mechanical analysis applied to the Alaskan Accretionary Wedge. *Journal of Geophysical Research*, 103, 10-10.
- Hoshino, K., Koide, H., Inami, K., Iwamura, S., Mitsui, S., 1972. Mechanical properties of Japanese Tertiary sedimentary rocks under high confining pressures. Geological Survey of Japan, Kawasaki, 200pp.
- Hubbert, M. K., 1937. Theory of scale models as applied to the study of geologic structures. *Bulletin of the Geological Society of America*, Geological Soc America, 48, 1459.
- Hubbert, M. K., 1951. Mechanical basis for certain familiar geologic structures. *Geological Society of America Bulletin*, Geological Society of America, 62, 355.
- von Huene, R., Klaeschen, D., 1999. Opposing gradients of permanent strain in the aseismic zone and elastic strain across the seismogenic zone of the Kodiak shelf and slope, Alaska. *Tectonics* 18 (2), 248–262.
- Hyndman, R.D., Wang, K., 1993. Thermal constraints on the zone of major thrust earthquake failure: The Cascadia subduction zone. *Journal of Geophysical Research* 98, 2039–2060.
- Hyndman, R.D., Wang, K., Yamano, M., 1995. Thermal constraints on the seismogenic portion of the southwestern Japan subduction thrust. *Journal of Geophysical Research* 100, 15,373–15,392.
- Hyndman, R.D., Yamano, M., Oleskevich, D.A., 1997. The seismogenic zone of subduction thrust faults. *The Island Arc* 6 (3), 244–260.
- 石橋克彦, 佐竹健治, 1998. 古地震研究によるプレート境界巨大地震の長期予測の問題点— 日本付近のプレート沈み込み帯を中心として—. *地震*, 2, 1-21
- Itasca Consulting Group, I. (2008), PFC2D Theory and Background, Itasca.
- Ito, Y., Obara, K., 2006a. Dynamic deformation of the accretionary prism excites very low frequency earthquakes. *Geophysical Research Letters*, 33, L02311, doi:10.1029/2005GL025270.
- Ito, Y., Obara, K., 2006b. Very low frequency earthquakes within accretionary prisms are very low stress-drop earthquakes. *Geophysical Research Letters*, 33, L09302, doi:10.1029/2006GL025883.
- Jaeger, J., Cook, N., Zimmerman, R., Zimmerman, R., 2007. *Fundamentals of rock mechanics* Wiley-Blackwell, 73-75pp.
- 狩野謙一, 村田明広, 1998. 構造地質学, 朝倉書店. 3-5pp.; 110-111pp.; 137-138pp.
- 可視化情報学会編, 2002. PIV ハンドブック, 森北出版株式会社, 63-77pp.; 126-129pp.
- 木村学, 木下正高, 2009. 付加体と巨大地震発生帯: 南海地震の解明に向けて. 東京大学出版会, 1p.
- Kimura, G., Kitamura, Y., Hashimoto, Y., Yamaguchi, A., Shibata, T., Ujiie, K., Okamoto, S., 2007. Transition of accretionary wedge structures around the up-dip limit of the seismogenic subduction zone. *Earth and Planetary Science Letters* 255 (3–4), 471–484.
- Kinoshita, M., Tobin, H., Thu, M., 2007. Expedition 314 Scientific Prospectus NanTroSEIZE LWD Transect IODP Scientific Prospectus, 314
- 小林良和, 2010. 混迷を深める石油市場とその将来展望. *石油技術協会誌*, 74, 399-405.
- Kohonen, T., 1982. Simultaneous order in nervous nets from a functional standpoint, *Biological Cybernetics*, Vol.50, pp.35-41.
- Kohonen, T., 1984. *Self-Organization and Associative Memory*, Heidelberg: Springer.

- コホネン, T., 徳高平蔵, 堀尾恵一, 大北正昭, 大藪又茂, 藤村喜久郎, 2005. 自己組織化マップ. シュプリンガーフェアラーク東京, 143-148pp.
- Kopp, H., Flueh, E.R., Klaeschen, D., Bialas, J., Reichert, C., 2001. Crustal structure of the central Sunda margin at the onset of oblique subduction. *Geophysical Journal International* 147 (2), 449–474.
- Kopp, H., Kukowski, N., 2003. Backstop geometry and accretionary mechanics of the Sunda margin. *Tectonics* 22 (6), 1072, doi:10.1029/2002TC001420.
- Koyi, H., 1995. Mode of internal deformation in sand wedges. *Journal of Structural Geology* 17 (2), 293–300.
- Koyi, H.A., Vendeville, B.C., 2003. The effect of decollement dip on geometry and kinematics of model accretionary wedges. *Journal of Structural Geology* 25 (9), 1445–1450.
- Krantz, R., 1991. Measurements of friction coefficients and cohesion for faulting and fault reactivation in laboratory models using sand and sand mixtures. *Tectonophysics*, Elsevier, 188, 203–207.
- Kukowski, N., Lallemand, S., Malavieille, J., Gutscher, M., Reston, T., 2002. Mechanical decoupling and basal duplex formation observed in sandbox experiments with application to the Western Mediterranean Ridge accretionary complex. *Marine Geology*, Amsterdam: Elsevier Scientific Pub., 186, 29–42.
- Lallemand, S.E., Malavieille, J., Calassou, S., 1992. Effects of oceanic ridge subduction on accretionary wedges: experimental modeling and marine observations. *Tectonics* 11, 1301–1301.
- Lin, W., Doan, M., Moore, J., McNeill, L., Byrne, T., Ito, T., Saffer, D., Conin, M., Kinoshita, M., Sanada, Y., others, 2010., Present-day principal horizontal stress orientations in the Kumano forearc basin of the southwest Japan subduction zone determined from IODP NanTroSEIZE drilling Site C0009 *Geophysical Research Letters*, American Geophysical Union, 37, L13303
- Lohrmann, J., Kukowski, N., Adam, J., Oncken, O., 2003. The impact of analogue material properties on the geometry, kinematics, and dynamics of convergent sand wedges. *Journal of Structural Geology* 25 (10), 1691–1711.
- Matmon, D., Bekins, B.A., 2006. Hydromechanics of a high taper angle, low-permeability prism: A case study from Peru. *Journal of Geophysical Research* 111 (B7), B07101, doi:10.1029/2005JB003697.
- McClay, K., Bonora, M., 2001. Analog models of restraining stepovers in strike-slip fault systems *AAPG bulletin*, Am Assoc Petrol Geol, 85, 233–260.
- McClay, K.R., 1990. Deformation mechanics in analogue models of extensional fault systems. *Geological Society of London*, Special Publication 54 (1), 445–453.
- McClay, K., Bonora, M., 2001. Analog models of restraining stepovers in strike-slip fault systems *AAPG bulletin*, Am Assoc Petrol Geol, 85, 233–260.
- メタンハイドレート資源開発研究コンソーシアム, 2008. 「我が国におけるメタンハイドレート開発計画」 フェーズ1 総括成果報告書 (平成20年8月版), <http://www.mh21japan.gr.jp/>
- 宮川歩夢, 山田泰広, 松岡俊文, 2007. 数値シミュレーションによる Out-of-sequence thrust (OST)の活動プロセス. 日本地質学会第114年学術大会 講演要旨 270.
- 宮川歩夢, 木下正高, Harold Tobin, 314 Scientists, 2008a. IODP 第314次研究航海における LWD データからの物理特性の解析. *Blue Earth '08* 第24回しんかいシンポジウム予稿集 151–152.

- 宮川歩夢, Bourlange Sylvain, Chang Chandong, Conin Marianne, 山田泰広, 斎藤実篤, 木下正高, Tobin Harold, 第 314 次航海乗船研究者一同 IODP, 2008b. 第 314 次研究航海における LWD ログからの物理物性. 日本地球惑星科学連合 2008 年大会予稿集 G209-P002.
- 宮川歩夢, 山田泰広, 斎藤実篤, 木下正高, 第 314 次航海乗船研究者一同 IODP, 2008c. IODP Exp. 314 Site C0002 における LWD ログからのガスハイドレート. 日本地球惑星科学連合 2008 年大会予稿集 R224-P007.
- 宮川歩夢, 辻健, 山田泰広, 松岡俊文, 2008d. ニューラルネットワークを用いた数値シミュレーション付加体内の力学的環境のクラスタリング. 日本地球惑星科学連合 2008 年大会予稿集 O219-P002.
- 宮川歩夢, 辻健, 山田泰広, 松岡俊文, 2009a. 付加体内地質構造に与えるプレート境界断層における摩擦上昇の影響: 室戸沖付加体を対象とした数値シミュレーション. 日本地球惑星科学連合 2009 年大会予稿集 T226-P008.
- 宮川歩夢, 辻健, 山田泰広, 松岡俊文, 2009b. 付加体構造における応力分布の動的変化. 日本地質学会第 116 年学術大会 講演要旨 233.
- 宮川歩夢, 辻健, 山田泰広, 松岡俊文, 2010a. 付加体形成における応力分布の動的変化: 数値シミュレーションによる考察. 日本地球惑星科学連合 2010 年大会予稿集 SSS023-09.
- 宮川歩夢, 辻健, 松岡俊文, 山本剛, 2010b. 自己組織化マップを用いた複合探査による堤防内土質性状の分類. 土木学会論文集 C, 66, 89-99.
- Miyakawa, A., Miyoshi, T., Yamada, Y., Matsuoka, T., 2007. Study of interaction between wedge deformation and friction change in decollement zone by Distinct Element simulations. EGU General Assembly (CD-ROM) EGU2007-A-05863.
- Miyakawa, A., Yamada, Y., Saito, S., Bourlange, S., Chang, C., Conin, M., Tomaru, H., Kinoshita, M., Tobin, H., 314/315/316 Scientists., 2008a. Estimation of gas hydrate saturation with temperature calculated from hydrate threshold at C0002 during IODP NanTroSEIZE Stage 1 expeditions in the Nankai Trough. Eos Trans. AGU Abstract T31B-1989.
- Miyakawa, A., Yamada, Y., Nakamura, Y., Saito, S., Kinoshita, M., the Expedition 314 Scientists, 2008b. Estimation of gas hydrate saturation and volume at Nankai Trough Site C0002. the 12th International Symposium on Recent Advances in Exploration Geophysics (RAEG2008) 25-28.
- Miyakawa, A., Yamada, Y., Matsuoka, T., 2008c. A Wedge Classification Method Based on Self-Organizing Maps with a Case Study of Nankai Accretionary Wedge. Bollettino di Geofisica teorica ed applicata. v.49, no.2 supplement, p.247-251.
- Miyakawa, A., Tsuji, T., Yamada, Y., Matsuoka, T., Saito, S., Kinoshita, M., 2009a. Occurrence of gas hydrate in Kumano Basin estimated from IODP Exp. 314 logging data. Occurrence of gas hydrate in Kumano Basin estimated from IODP Exp. 314 logging data. Proceedings of the 13th International Symposium on Recent Advances in Exploration Geophysics (RAEG2009), p. 7-10.
- Miyakawa, A., Tsuji, T., Yamada, Y., Matsuoka, T., 2009b. Numerical modeling of stress change related to fault activities in an accretionary wedge. Eos Trans. AGU Abstract T23B-1915.

- Miyakawa, A., Yamada, Y., Matsuoka, T., 2010. Effect of increased shear stress along a plate boundary fault on the formation of an out-of-sequence thrust and a break in surface slope within an accretionary wedge, based on numerical simulations. *Tectonophysics*, Elsevier, 127-138.
- Miyakawa, A., Tsuji, T., Yamada, Y., Matsuoka, T., (in press). Analysis of the results of a DEM simulation using self-organizing maps”, *Proceedings of 2nd International FLAC/DEM Symposium*.
- Moore, J., 1989. Tectonics and hydrogeology of accretionary prisms: role of the d'ecollement zone *Journal of structural geology*, Elsevier Science, 11, 95-106.
- Moore, G., Bangs, N., Taira, A., Kuramoto, S., Pangborn, E., Tobin, H., 2007. Three-Dimensional Splay Fault Geometry and Implications for Tsunami Generation. *Science*, AAAS, 318, 1128.
- Moore, G.F., Shipley, T.H., Stoffa, P.L., Karig, D.E., Taira, A., Kuramoto, S., Tokuyama, H., Suyehiro, K., 1990. Structure of the Nankai Trough accretionary zone from multichannel seismic reflection data. *Journal of Geophysical Research* 95 (B6), 8753–8766.
- Moore, G., Taira, A., Klaus, A., Becker, L., Boeckel, B., Cragg, A., Dean, A., Fergusson, C., Henry, P., Hirano, S., others, 2001. New insights into deformation and fluid flow processes in the Nankai Trough accretionary prism: Results of Ocean Drilling Program Leg 190. *Geochem. Geophys. Geosyst*, 2, 129, 2001GC000166.
- Morley, C.K., 1988. Out-of-sequence thrusts. *Tectonics* 7 (3), 539–561.
- Mourgues, R., Cobbold, P., 2003. Some tectonic consequences of fluid overpressures and seepage forces as demonstrated by sandbox modelling. *Tectonophysics*, Elsevier, 376, 75-97.
- Mourgues, R., Cobbold, P., 2006. Sandbox experiments on gravitational spreading and gliding in the presence of fluid overpressures. *Journal of Structural Geology*, Elsevier, 28, 887-901.
- Mugnier, J., Baby, P., Colletta, B., Vinour, P., Bale, P., Leturmy, P., 1997. Thrust geometry controlled by erosion and sedimentation: A view from analogue models. *Geology*, 25, 427.
- Mulugeta, G., Koyi, H., 1992. Episodic accretion and strain partitioning in a model: sand wedge. *Tectonophysics* 202 (2–4), 319–333.
- 村田泰章, 鹿野和彦, 1995. 「100 万分の 1 日本地質図第 3 版 CD-ROM 版」から求めた日本列島を構成する岩石の分布面積. *地質ニュース*, 493, 26-29.
- Nakata, N., 2010. Virtual world in Geophysics, synthesized data by interferometry and simulation. Master thesis, Kyoto University.
- Nieuwland, D., Leutscher, J., Gast, J., 2000. Wedge equilibrium in fold-and-thrust belts: prediction of out-of-sequence thrusting based on sandbox experiments and natural examples. *GEOLOGIE EN MIJNBOUW*, KLUWER ACADEMIC PUBLISHERS GROUP, 79, 81-92.
- Nishiura, D., Sakaguchi, H., 2010. GPU Acceleration Techniques for DEM Simulations of Granular Materials with Broad Particle Size Distribution. *Trans. JSCES*, Paper No.201000008- 2010.
- Nishiura, D., Wakita, Y., Shimosaka, A., Shirakawa, Y., Hidaka, J., 2010. Estimation of Power during Dispersion in Stirred Media Mill by Coupled DEM-LES Simulation. *J. Chem. Eng. Japan*, 43, 10, 841-849.
- 大島佑介, 2009. モデル実験から推定されるせん断帯の内部構造と発達過程. 修士論文, 京都大学大学院.
- Ohtsuki, S., and Matsuoka, T., 2009, Numerical simulation of solid particle behaviors in fluid flow by using a

- numerical method coupling technique, International Journal of Japanese Committee for Rock Mechanics, Vol. 4 (2), Special Issue on Geophysics, pp.61-67.
- Oleskevich, D.A., Hyndman, R.D., Wang, K., 1999. The updip and downdip limits to great subduction earthquakes: Thermal and structural models of Cascadia, south Alaska, SW Japan, and Chile. *Journal of Geophysical Research* 104, 14,965–14,991.
- Owens, J., Luebke, D., Govindaraju, N., Harris, M., Krüger, J., Lefohn, A., Purcell, T., 2007. A Survey of General-Purpose Computation on Graphics Hardware. *Computer graphics forum*, 26, 80-113.
- Park, J.O., Tsuru, T., Kodaira, S., Nakanishi, A., Miura, S., Kaneda, Y., Kono, Y., 2000. Out-of-sequence thrust faults developed in the coseismic slip zone of the 1946 Nankai earthquake (Mw= 8.2) off Shikoku, southwest Japan. *Geophysical Research Letters* 27 (7), 1033–1036.
- Park, J.O., Tsuru, T., Takahashi, N., Hori, T., Kodaira, S., Nakanishi, A., Miura, S., Kaneda, Y., 2002. A deep strong reflector in the Nankai accretionary wedge from multichannel seismic data: Implications for underplating and interseismic shear stress release. *Journal of Geophysical Research* 107, 1–17.
- Ruff, L., 1989. Do trench sediments affect great earthquake occurrence in subduction zones?. *Pure and Applied Geophysics*, Springer, 129, 263-282
- Saffer, D.M., Bekins, B.A., 1998. Episodic fluid flow in the Nankai accretionary complex: Timescale, geochemistry, flow rates, and fluid budget. *Journal of Geophysical Research* 103 (B12), 30,351–30,370.
- Sagiya, T., Thatcher, W., 1999. Coseismic slip resolution along a plate boundary megathrust: The Nankai Trough, southwest Japan. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, American Geophysical Union, , 104, 1111-1129, doi:10.1029/98JB02644
- 斎藤実篤, 宮川歩夢, 山田泰広, 2010. 講演 科学掘削におけるメタンハイドレートの物理検層解析--熊野堆積盆地の例. [平成 21 年度石油技術協会春季講演会]地質・探鉱部門シンポジウム メタンハイドレート研究からの情報発信--石油探鉱開発への貢献, 石油技術協会誌, 石油技術協会, 75, 54-58.
- Saltzer, S.D., 1992. Boundary conditions in sandbox models of crustal extension: An analysis using distinct elements. *Tectonophysics* 215 (3–4), 349–362.
- Saltzer, S., Pollard, D., 1992. Distinct element modeling of structures formed in sedimentary overburden by extensional reactivation of basement normal faults. *Tectonics*, 11, 165-174.
- 佐藤幹夫, 前川竜男, 奥田義久, 1996. 天然ガスハイドレートのメタン量と資源量の推定. *地質学雑誌*, 102, 959-971
- 石油公団, 2000. 平成 11 年度国内石油・天然ガス基礎調査 基礎試錐「南海トラフ」調査報告書, 62
- Sibson, R., 1985. A note on fault reactivation. *Journal of Structural Geology*, Elsevier Science, 7, 751-754
- Sibson, R.H., 1995. Selective fault reactivation during basin inversion: potential for fluid redistribution through fault-valve action. *Geological Society of London, Special Publication* 88 (1), 3–19.
- Shimizu, Y., 2006. Three-dimensional simulation using fixed coarse-grid thermal-fluid scheme and conduction heat transfer scheme in distinct element method. *Powder Technology*, Elsevier, 165, 140-152.
- Strayer, L.M., Suppe, J., 2002. Out-of-plane motion of a thrust sheet during along-strike propagation of a thrust ramp: a distinct-element approach. *Journal of Structural Geology* 24 (4), 637–650.

- Sunagawa, Y., Hayashi, D., 2005. Thrust development in the north of Nankai Trough: A finite element method approach. *Bulletin of the College of Science, University of the Ryukyus*, 25-35.
- 平朝彦, 2004. 地質学〈2〉地層の解説., 岩波書店, 223-231p.
- Thatcher, W., 1990. Order and diversity in the modes of circum-Pacific earthquake recurrence
Journal of Geophysical Research, American Geophysical Union, 95, 2609-2623.
- Tobin, H., Kinoshita, M., Ashi, J., Lallemand, S., Kimura, G., Screaton, E., Thu, M., Masago, H., Curewitz, D., 2009. NanTroSEIZE Stage 1 Expeditions 314, 315, and 316: First Drilling Program of the Nankai Trough Seismogezone Experiment. *Scientific Drilling, Proc. IODP| Volume*, 8, 4-17.
- Tsuji, T., Tokuyama, H., Costa Pisani, P., Moore, G., 2008. Effective stress and pore pressure in the Nankai accretionary prism off the Muroto Peninsula, southwestern Japan. *Journal of Geophysical Research* 113, B11401, doi:10.1029/2007JB005002.
- 辻健, 松岡俊文, 中村恭之, 徳山英一, 倉本真一, Bangs, N., 2004. 自己組織化マップを用いたアトリビュート解析による南海トラフ沈み込み帯におけるプレート境界面の物性評価. *物理探査*, Vol.57, pp.121-134.
- Tsuji, T., Matsuoka, T., Yamada, Y., Nakamura, Y., Ashi, J., Tokuyama, H., Kuramoto, S., Bangs, N., 2005. Initiation of plate boundary slip in the Nankai Trough off the Muroto peninsula, southwest Japan. *Geophysical Research Letters, American Geophysical Union*, 32, L12306.
- Tsuji, T., Park, J.-O., Moore, G., Kodaira, S., Fukao, Y., Kuramoto, S., Bangs, N., 2009. Intraoceanic thrusts in the Nankai Trough off the Kii Peninsula: Implications for intraplate earthquakes. *Geophysical Research Letters* 36, L06303, doi:10.1029/2008GL036974.
- Tsuji, T., Yamaguchi, H., Ishii, T., Matsuoka, T., 2010. Mineral classification from quantitative X-ray maps using neural network: Application to volcanic rocks. *Island Arc, John Wiley, Sons*, 19, 105-119.
- Uyeda, S., Kanamori, H., 1979. Back-arc opening and the mode of subduction. *Journal of Geophysical Research, American Geophysical Union*, 84, 1049-1061.
- Wang, K., Hu, Y., 2006. Accretionary prisms in subduction earthquake cycles: The theory of dynamic Coulomb wedge. *Journal of Geophysical Research* 111, B06410, doi:10.1029/2005JB004094.
- Westbrook, G.K., Ladd, J.W., Buhl, P., Bangs, N., Tiley, G.J., 1988. Cross section of an accretionary wedge, Barbados Ridge Complex. *Geology* 16 (7), 631-635.
- Willis, B., 1891. The mechanics of Appalachian structure: US Geol. Survey. 13th Ann. Rept, 1892, 211-282.
- Yamada, Y., 1999. 3D Analogue Modeling of Inversion Structures. Ph.D. Thesis, Univ. of London, 774pp.
- Yamada, Y., Baba, K., Matsuoka, T., 2006. Analogue and numerical modelling of accretionary prisms with a decollement in sediments. *Geological Society London Special Publications*, 253, 169.
- Yamada, Y., Ueda, S., Matsuoka, T., 2004. Simulation of accretionary prisms by distinct element method. In: Shimizu, Y., Hart, R., Cundall, P. (eds.), *Numerical Modeling in Micomechanics via Particle Methods*. Balkema Publishers, The Netherlands, pp. 187-190.
- 山下佳彦, 2010. 逆断層活動にともなう斜面崩壊現象に関するアナログモデル実験. 修士論文, 京都大学大学院.

謝辞

本学位論文の執筆にあたり，学位審査をして頂いた京都大学大学院 工学研究科 都市社会工学専攻 教授の松岡俊文先生，京都大学大学院 工学研究科 社会基盤工学専攻 教授の朝倉俊弘先生，京都大学大学院 工学研究科 都市社会工学専攻 准教授の山田泰広先生に厚く御礼申し上げます。

本研究の遂行にあたり，ご指導と御鞭撻を賜り，また素晴らしい研究環境を与えて頂いた松岡俊文先生には，謹んで感謝の意を表します。山田泰広先生には，学部時代の進路相談を機に，本論文の執筆までの研究活動について細やかな配慮とご指導を賜り深く感謝の意を表します。京都大学大学院 工学研究科 都市社会工学専攻 助教の辻健先生には学生に近い視点で，様々なアドバイスやご支援を頂き感謝の意を表します。また，エネルギー資源開発工学(JAPEX)講座 梁云峰様，秋田大学大学院工学資源学研究科 尾西恭亮先生，(財)資源・環境観測解析センター 羽藤正実様，(財)地球環境産業技術研究機構 薛自求様，富山大学理学部 上田晃様には多岐に渡るご指導を頂きましたことを感謝いたします。

(独)海洋研究開発機構 木下正高様には，海洋研究開発機構における研究生として受け入れていただき，様々な勉強の機会とご助言を頂き感謝いたします。(独)海洋研究開発機構 山本由弦様，(独)海洋研究開発機構 斎藤実篤様，高知大学理学部 橋本善孝様，京都大学大学院理学研究科 佐藤活志様，東京大学大学院理学研究科 山口飛鳥様には，研究に対するご助言のみならずフィールドにおいて実際の地質構造に触れる機会と，議論を行う機会を頂き深く感謝の意を表します。

研究室卒業生の三善孝之様，大槻敏様，田中秀憲様には個別要素法を始め多くの数値シミュレーション技術を教えていただきました。また，長村直樹様，大島佑介様，山下佳彦様，宮本広樹様，中務真志様には，地質構造モデリング技術を教えていただくとともに，それに基づく議論をして頂きました。これまで研究室でお世話になりました先輩，後輩，同級生の皆様には研究に限らず生活面での多くのご支援に感謝いたします。森山佳奈様，大東史枝様，豊岡(旧姓 前田)知子様には研究室秘書として，もろもろの事務手続きを始め様々なサポートを頂き感謝の意を表します。

最後に，私にこのよう人生を歩む機会を与えこれまでの研究生活を支えてくれた父 史道，母 千鶴と，息子の我儘を寛大に許して下さった義父 寿・義母 喜与香，そして公私にわたり私の研究生活を支え見守ってくれた妻 心と息子 求夢に深く感謝いたします。

本論文に収録されている内容の一部は，日本学術振興会 特別研究員奨励費(平成 20 年度 5034)の助成を受けています。

2011 年 3 月
宮川 歩夢